PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 19 — 1. Oktober 1932 — Redaktionsschluß für Nr. 21 am 14. Oktober 1932. — 33. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

K. F. Niessen, Über die Absorption der Debye-Falkenhagenschen Relaxationskraft in einem neutralen, teils ionisierten Gase (Plasma, Kennely-Heaviside-Schicht). S. 705.

I. M. A. Bruyne, R. M. Davis u. P. M. Gross, Die Dipolmomente ungesättigter Verbindungen I. S. 719.

H. Engelhardt u. H. Sack, Beeinflussung der inneren Reibung von O_2 durch ein Magnetfeld. S. 724.

S. P. Zebrowski, Einfluß der Feuchtigkeit und der Temperatur der Luft auf die Charakteristik der Entladung im Elektrofilter. S. 727.

C. T. Zahn, Die elektrischen Momente einiger Fettsäureester. S. 730.

H. Müller, Abhängigkeit des gemessenen Dipolmomentes vom Lösungsmittel. (Vorläufige Mitteilung.) S. 731.

H. Kröncke, Ein einfacher Resonanzempfänger für kurze Schallwellen. S. 733.

J. Jaumann, Zwei hydrodynamische Demonstrationsversuche zur elementaren Kreiseltheorie. S. 734.

Tagesereignisse. S. 736.

Personalien. S. 736.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Absorption der Debye-Falkenhagenschen Relaxationskraft in einem neutralen, teils ionisierten Gase (Plasma, Kennely-Heaviside-Schicht).

Von K. F. Niessen.

Natuurkundig Laboratorium der N. V. Philips' Gloeilampenfabrieken, Eindhoven/Holland.

Einleitung.

Debye und Falkenhagen[1]) betrachteten eine sehr verdünnte Lösung eines starken Elektrolyten in einem Lösungsmittel, dessen dielektrische Konstante D genannt wurde. Sie nahmen an, daß alle gelöste Molekeln in Ionen zerfallen sind.

Jedes Molekül zerfällt im allgemeinen in mehrere Ionenarten, die mittels Indizes $q = 1$, $q = 2$ usw. unterschieden werden.

Die Ladung eines Ions der q^{ten} Art sei e_q, und die Zahl dieser Ionen (insofern sie aus einem einzigen neutralen Molekül entstehen) sei ν_q, so daß

$$\sum_q \nu_q e_q = 0.$$

Hat man ursprünglich pro cm³ Lösung n neutrale Moleküle hinzugefügt, so befinden sich also in 1 cm³ der Lösung

$$n_q = \nu_q n$$

Ionen der q^{ten} Art.

Denkt man sich eines dieser Ionen auf irgendeine Weise mit einer konstanten Geschwindigkeit v durch die Lösung hindurch bewegt, so muß nach Debye und Hückel[1]) nicht nur die Stokessche Reibungskraft überwunden werden, sondern auch eine zusätzliche Kraft[2]), die von ihnen „Relaxationskraft" genannt wurde und welche aus dem Umstande entsteht, daß die Temperaturbewegung der Ionen durch ihre gegenseitige Anziehung oder Abstoßung beeinflußt wird, und zwar so, daß ein positives Ion durchschnittlich mehrere Male ein negatives als ein positives Ion in seiner Umgebung antreffen wird.

Wenn die Ionen nur ihre Temperaturbewegung ausführen, ist die Relaxationskraft nicht merkbar (die gegenseitige Beeinflussung gibt dann nur eine Änderung in der freien Energie,

1) P. Debye und H. Falkenhagen, Physik. Zeitschr. 29, 121, 1928.

1) Debye und E. Hückel, Physik. Zeitschr. **24**, 305, 1923.

2) Auch tritt die sogenannte elektrophoretische Kraft auf. Diese ist dem Radius des Ions proportional (Debye und Hückel, l. c. Form. (39)). Es wird sich ergeben, daß in einem Plasma nur die Elektronen eine Rolle spielen, so daß wir die elektrophoretische Kraft vernachlässigen können.

die uns hier nicht interessiert), aber sobald ein elektrisches Feld an die Lösung angelegt wird, stellt sich eine statistisch etwas andere Ladungsverteilung um jedes der Ionen ein mit dem Erfolge, daß auf jedes Ion eine Relaxationskraft auftritt.

Diese stellt sich immer (wiewohl nicht immer mit einer Phasendifferenz von 180°) gegen die geordnete Schwarmbewegung („driftmotion") der Ionen ein, die je nach dem Zeichen ihrer Ladung dem angelegten Felde zufolge in zwei entgegengesetzten Richtungen stattfindet.

Auf die Existenz einer solchen Relaxationskraft im Falle eines konstanten Feldes wurde zum ersten Male von Debye und Hückel (l. c.) hingewiesen. Sie berechneten diese Kraft und fanden diese auch experimentell bestätigt durch den Verlauf der Leitfähigkeit sehr verdünnter Lösungen starker Elektrolyte als Funktion der Konzentration.

Debye und Falkenhagen (l. c.) haben später eine Relaxationskraft berechnet, wiederum für verdünnte Elektrolytlösungen, aber nur für den Fall, daß das angelegte Feld mit der Periode $\frac{\omega}{2\pi}$ variierte.

Aus dem statistischen Ursprung der Relaxationskraft geht hervor, daß die Größe kT ($k =$ Boltzmannkonstante, $T =$ Temperatur) eine Rolle spielen wird, und zwar so, daß für $T = \infty$ die Kraft verschwindet, weil die Temperaturbewegung dann zu stark ist, um noch von der gegenseitigen Beeinflussung der Ionen geändert zu werden. Dieses stellt sich dann auch aus den Rechnungen von Debye und Falkenhagen heraus. Auch zeigten sie, daß die Kraft für $\omega = \infty$ verschwand, was plausibel war, da die statistische „Ionenwolke" (die keine momentane Wolke, sondern nur ein statistisches Bild eines zeitlichen Mittelwertes ist), die sich um jedes Ion befindet, und die sich in bezug auf das Ion jedesmal einzustellen hat, wenn das Ion seine Bewegung geändert hat, eine bestimmte Zeit braucht, um sich wirklich anzupassen. Bewegt das Ion sich nun viel zu schnell hin und her, so kann die Wolke sich nicht in jedem Augenblick auf die erwünschte Weise einstellen, und ihre sonst hemmende Wirkung verschwindet dann.

Im allgemeinen besteht aber eine von Null verschiedene Relaxationskraft, und diese wird bei konstanter Temperatur desto größer sein, je kleiner ω ist, und wird maximal sein im Falle eines konstanten Feldes.

Ist X die Feldstärke, so wird ein Ion der q^{ten} Art durch allerlei Ursachen, die von Debye und seinen Mitarbeitern angegeben wurden, im Felde die Geschwindigkeit bekommen

$$v_q = \frac{e_q X}{\varrho_q}. \qquad (1)$$

Die hiermit definierte Größe ϱ_q hängt zusammen mit der Beweglichkeit B_q des Ions der q^{ten} Art:

$$B_q = \frac{v_q}{X} = \frac{e_q}{\varrho_q}. \qquad (1a)$$

Die Relaxationskraft von Debye-Hückel–Falkenhagen wird nun nicht nur auftreten in verdünnten Elektrolytlösungen, sondern auch in ionisierten Gasen. Da die erwähnte Theorie nur gilt für verdünnte Lösungen, so läßt sie sich nur übertragen auf diejenigen ionisierten Gase, wo die Zahl der geladenen Teilchen klein ist in bezug auf die Zahl der neutralen Moleküle. Diese letzteren bilden dann sozusagen das Lösungsmittel, und die positiven Gasionen und die Elektronen sind mit der in Ionen zerlegten Substanz in den Elektrolytlösungen zu vergleichen.

Debye und Falkenhagen wendeten ihre Formel für die Relaxationskraft speziell auf eine KCl-Lösung an, wo die Beweglichkeiten der K^+- und Cl^--Ionen einander gleichzusetzen waren. Die Formel führte dann zu einer Dissipation, welche teils von der Stokesschen Reibungskraft und teils von der Relaxationskraft herrührte.

In ionisierten Gasen werden die Beweglichkeiten der positiven Gasionen und Elektronen sehr verschieden sein. Hier werden wir also die allgemeine Formel für die Relaxationskraft anzuwenden haben, wo der Fall verschiedener Beweglichkeit betrachtet wird.

Einem zweiten wesentlichen Unterschied zwischen der KCl-Lösung und dem ionisierten Gase werden wir begegnen bei der Berechnung der geordneten Bewegung der geladenen Teilchen. Während für gewöhnliche Ionen die Massewirkung $m\dot{\xi}$ (ξ ist ein Maß für die Schwarmbewegung) dabei vernachlässigt werden kann, ist das bei der geordneten Bewegung der soviel leichteren Elektronen nicht mehr der Fall.

Die Gesamtladung aller Teilchen pro cm³ nehmen wir gleich Null an, genau so wie bei den Elektrolytlösungen, so daß wir hier füglich den Namen „Plasma" für das ionisierte Gas benutzen können, wie dies immer bei Langmuir gebräuchlich ist. Durch Anlegen eines starken konstanten elektrischen Feldes würde (nach Townsend, Langmuir) die Temperatur der Elektronen in Bezug auf die der Ionen stark erhöht werden. Wir werden aber nur den Fall schwacher Wechselfelder betrachten und schreiben deshalb Elektronen und Ionen dieselbe Temperatur zu. Ein wechselndes elektromagnetisches Feld wird in solch einem Plasma aus mehreren Gründen dissipiert. Es wird sich zeigen, daß wir wegen der großen Beweglichkeit

der Elektronen für die Absorption des Wechselfeldes nur die geordnete Bewegung der Elektronen, nicht die der Ionen zu beachten haben.

Ein Teil der Absorption rührt her von den Zusammenstößen, die die Elektronen gegen die Moleküle erleiden (Zusammenstöße von Elektronen gegen Ionen sind relativ viel weniger frequent, da die Zahl der geladenen Teilchen als klein in bezug auf die Gesamtzahl aller Teilchen angenommen wurde). Diese Stoßdämpfung ist von derselben Natur wie die, welche Lorentz[1]) in seiner Theorie der anomalen Dispersion einführte. Hier waren es die in Atomen harmonisch gebundenen Elektronen, die regelmäßig fibrierten, solange das Atom ungestört fortflog. Diese Schwingung wurde aber plötzlich unterbrochen, sobald das Atom mit einem anderen Atom zusammenstieß. Diese unregelmäßige Unterbrechung der Schwingungen konnte nach der kinetischen Gastheorie über alle Elektronen summiert werden und führte dann zu einem Reibungsterm in der Schwarmbewegung der Elektronen. Auch könnte man noch die Strahlungsdämpfung in Rechnung bringen, die vor allem bei einer Frequenz in der Umgebung der Eigenfrequenz der gebundenen Elektronen wichtig ist.

Hier im Plasma werden wir aber a priori die Strahlungsdämpfung außer acht lassen, weil es sich hier um freie Elektronen handelt, deren aufgezwungene periodische Ausweichungen wir als klein in bezug auf die freie Weglänge annehmen werden, was natürlich eine bestimmte obere Grenze für die angelegte Feldstärke impliziert genau wie soeben bei der Annahme gleicher Temperatur für Elektronen und Ionen.

Weiter vernachlässigen wir die Polarisation der Moleküle und sehen also von der Wechselwirkung zwischen Ionen und Molekülen ab. Das heißt, wir nehmen an: erstens daß die Moleküle und Ionen im ungestörten Zustande schon unpolar sind (sonst hätten wir noch eine andere, auch schon von Debye entdeckte Relaxation heranzuziehen, die mit der Drehung der Molekülachse entlang der Feldrichtung zusammenhängt[2]), und zweitens daß die momentane Polarisation der Molekeln in der Gegend eines geladenen Teilchens einen vernachlässigbaren Einfluß auf die Berechnung der freien Weglänge hat.

In einem solchen Plasma wird die Absorption dann teils von der Stoßdämpfung herrühren und teils der dissipierenden Wirkung der Debye-Falkenhagenschen Relaxationskraft zuzuschreiben sein.

1) H. A. Lorentz, Theory of Electrons, Chapter IV.

2) Siehe P. Debye, Polare Molekeln.

Wir werden in dieser Arbeit nun untersuchen, wie die Verhältnisse dieser beiden Beiträge zur Absorption von allerlei Umständen, wie Temperatur, Druck, Ionisationsgrad usw. abhängen.

I. Berechnung der Relaxationskraft.

Zuerst müssen wir die Formel besprechen, die Debye und Falkenhagen für die Relaxationskraft im Falle verschiedener Beweglichkeiten der Ionen abgeleitet haben.

Wenn die erzwungene periodische Geschwindigkeitskomponente der q-Ionen mit[1])

$$\dot{\xi}_q = a_q e^{i\omega t}$$

angegeben wird, so daß a_q die Geschwindigkeitsamplitude ist (und zwar nur für die geordnete Bewegung), so ist die Relaxationskraft $\mathfrak{R}_q$ auf ein q-Ion:

$$\mathfrak{R}_q = -\frac{e_q^2}{3D}\frac{\varkappa^2 \dot{\xi}_q}{i\omega}(K-\varkappa), \tag{2}$$

wo

$$\varkappa^2 = \frac{4\pi}{DkT}\sum_q n_q e_q^2, \tag{3}$$

während K zu bestimmen ist aus:

$$\frac{DkT}{4\pi} = \sum_q \frac{n_q e_q^2}{K^2 - \frac{i\omega\varrho_q}{kT}}. \tag{4}$$

Bei der Anwendung dieser Formel auf die geladenen Teilchen des Plasmas, im Falle positiver Ionen und Elektronen, werden wir so lange wie möglich die beiden Arten zusammen betrachten, bis sich herausstellen wird, daß nur die geordnete Bewegung der Elektronen hier wesentlich ist. Der Index q wird sich also beziehen können sowohl auf die positiven Gasionen (nämlich wenn $q = p$) wie auf die Elektronen (wenn $q = e$ gesetzt wird).

Ia. Berechnung von ϱ_p/ϱ_e.

Bequemlichkeitshalber nehmen wir an, daß nur eine Art Gasionen anwesend sei, nämlich die zu den Molekülen gehörigen Molekülionen, und daß diese eine einfache positive Ladung $+e$ tragen (Ladung eines Elektrons sei $-e$), so daß die Zahl n_p der positiven Gasionen pro cm³ gleich der Zahl n_e der Elektronen pro cm³ ist:

$$n_p = n_e.$$

Weiter nehmen wir an, daß das Plasma N_m neutrale Moleküle pro cm³ enthält.

1) Wiewohl $\frac{\omega}{2\pi}$ die eigentliche Frequenz ist, werden wir der Kürze halber fortwährend von der Frequenz ω sprechen.

Wegen der (für die Gültigkeit der Debye-Falkenhagenschen Formeln notwendigen) Annahme geringer Ionisation muß

$$n_e \ll N_m.$$

Wie schon gesagt, fungieren diese neutralen Moleküle hier als Lösungsmittel, und weil die Dielektrizitätskonstante eines Gases nahezu die Einheit ist, kann hier gesetzt werden:

$$D = 1.$$

Zur Berechnung der in (4) benötigten Größen ϱ (d. h. ϱ_p für die Gasionen und ϱ_e für die Elektronen) bemerken wir folgendes: Im Falle eines konstanten oder langsam veränderlichen Feldes ist die Beweglichkeit der Ionen von Langevin berechnet und dessen Formeln später von Mayer verbessert worden[1]). Ihre Methode führt auch zur Beweglichkeit von Elektronen (Loeb, l. c. S. 49). Im Falle eines Wechselfeldes wollen wir jedoch die zitierten Formeln benutzen, um einen (zwar nur größenordnungsgemäß richtigen) Ansatz für ϱ_e/ϱ_p zu bekommen. Die Erfahrungen von Appleton, Chapman und Childs (siehe Verzeichnis nachher) erlauben dieses Vorgehen.

Nach der von Mayer korrigierten Langevinschen Theorie beträgt die Beweglichkeit B_p eines Gasions:

$$B_p = \frac{3}{4}\,\frac{e_p}{\pi (r_p + r_m)^2 N_m}\,\frac{1}{\bar{v}_p m_p}\sqrt{\frac{m_p + M}{M}}. \qquad (5)$$

Hier ist:

m_p = Masse des Gasions,
M = Masse des neutralen Moleküls,
$\bar{v}_p$ = mittlere Geschwindigkeit des Ions (die Maxwellverteilung gibt hierfür

$$\bar{v}_p = \sqrt{\frac{8}{3\pi}}\,w_p, \quad \text{wenn} \quad \frac{1}{2} m_p w_p^2 = \frac{3}{2} kT),$$

r_p, r_m = Radius des Gasions, resp. des Moleküls.

Angenähert gilt: $r_p = r_m$,
$m_p = M$.

Die Radien r_p und r_m sind nicht mit den gaskinetischen Radien identisch, sondern geben vielmehr eine Wahrscheinlichkeit für bestimmte Zusammenstöße. Deshalb führen wir (mit Loeb) statt dieser Radien lieber die mittlere Weglänge der Teilchen ein.

Wir setzen weiter sowohl für die Moleküle wie für die Ionen und Elektronen eine Maxwellverteilung voraus, und zwar wie gesagt mit einer gleichen Temperatur T als Parameter.

1) Siehe z. B. L. B. Loeb, Kinetic Theory of Gases, 1927, p. 447.

Die mittlere Weglänge der Ionen kann dann derjenigen der Moleküle gleichgesetzt werden, da die Masse der Ionen und Moleküle dieselbe ist.

Nun ist für Moleküle, die eine Maxwellverteilung besitzen, die mittlere Weglänge (Loeb, l. c. S. 88) gegeben durch:

$$L_m = \frac{1}{\sqrt{2}\,\pi\sigma^2 N_m}, \qquad (6)$$

wo σ der Durchmesser des Moleküls ist, also hier

$$\sigma = 2r_p = 2r_m. \qquad (7)$$

Da die Ionen und Moleküle dieselbe Temperatur und gleiche Maße haben, gilt weiter

$$\bar{v}_p = \bar{v}_m,$$

wo $\bar{v}_m$ die mittlere Geschwindigkeit der Moleküle bei einer Temperatur T bedeutet.

Deshalb folgt aus (5), wenn σ mittels (6) eliminiert wird:

$$B_p = \frac{3}{2}\,\frac{eL_m}{M\bar{v}_m}. \qquad (8)$$

Für die Elektronenbeweglichkeit B_e gilt eine analoge Formel wie (5), nur mit dem Index e statt p.

Für den Radius r_e und die Masse m_e eines Elektrons gilt:

$$m_e \ll M, \quad r_e = 0,$$

so daß

$$B_e = \frac{3}{4}\,\frac{e}{\pi r_m^2 N_m}\,\frac{1}{\bar{v}_e m_e}.$$

Wir werden (mit Loeb) r_m lieber durch die freie Weglänge L_e der Elektronen ausdrücken. Für letztere gilt (Loeb S. 49)

$$L_e = \frac{1}{\pi r_m^2 N_m}, \qquad (9)$$

so daß

$$B_e = \frac{3}{4}\,\frac{eL_e}{m_e \bar{v}_e}. \qquad (10)$$

Sind weiter S_m und S_e die Zahlen der Zusammenstöße, die ein Molekül resp. ein Elektron pro Sekunde erleidet (hauptsächlich gegen Moleküle, da die Zahl der geladenen Teilchen klein in bezug auf die Zahl der neutralen angenommen wurde), so gilt:

$$S_m = \frac{\bar{v}_m}{L_m}, \quad S_e = \frac{\bar{v}_e}{L_e} \qquad (11)$$

und weiter aus (1a), (8), (10) und (11):

$$\varrho_p = \frac{e}{B_p} = \frac{2}{3} M S_m, \qquad (12)$$

$$\varrho_e = \frac{e}{B_e} = \frac{4}{3} m_e S_e. \qquad (13)$$

Da jetzt die Beweglichkeiten berechnet sind, können wir zur Bestimmung von K in (4) übergehen. Dabei wird es sich empfehlen, das Verhältnis ϱ_p/ϱ_e einzuführen, wofür wir mittels (8) und (10) finden:

$$\frac{\varrho_p}{\varrho_e} = \frac{B_e}{B_p} = \frac{1}{2}\,\frac{M}{m_e}\,\frac{L_e}{L_m}\,\frac{\overline{v}_m}{\overline{v}_e}.$$

Aus der Gleichheit von Elektronen- und Molekültemperatur folgt:

$$\frac{\overline{v}_m}{\overline{v}_e} = \sqrt{\frac{m_e}{M}}$$

und aus (6), (9) und (7) die bekannte Relation

$$L_e = 4\sqrt{2}\,L_m, \tag{14}$$

so daß wir bekommen:

$$\frac{\varrho_p}{\varrho_e} = 2\sqrt{2}\,\sqrt{\frac{M}{m_e}} = G, \tag{15}$$

wo G eine sehr große dimensionslose Zahl ist:

$$G \gg 1.$$

Ib. Berechnung von $K/\varkappa$.

Die Summierung in (3) und (4) geht über Elektronen ($q = e$) und Gasionen ($q = p$).

Wegen

$$n_p = n_e, \quad e_e = -e, \quad e_p = +e$$

kommt aus (3) resp. aus (4):

$$\varkappa^2 = \frac{8\pi e^2 n_e}{DkT}, \tag{16}$$

$$\frac{DkT}{4\pi} = \frac{n_e e^2}{K^2 - \frac{i\omega\varrho_e}{kT}} + \frac{n_e e^2}{K^2 - \frac{i\omega\varrho_p}{kT}}. \tag{17}$$

Eliminiert man aus (16) und (17) die Größe $\frac{DkT}{4\pi}$, so wird:

$$1 = \frac{\frac{1}{2}}{\left(\frac{K}{\varkappa}\right)^2 - \frac{i\omega\varrho_e}{\varkappa^2 kT}} + \frac{\frac{1}{2}}{\left(\frac{K}{\varkappa}\right)^2 - \frac{i\omega\varrho_p}{\varkappa^2 kT}}. \tag{18}$$

Die Größe

$$\frac{\varrho_e}{\varkappa^2 kT} = \Theta \tag{19}$$

hat offenbar die Dimension einer Zeit. Wegen (15) haben wir:

$$\frac{\varrho_p}{\varkappa^2 kT} = \Theta G.$$

Aus (18) folgt dann, wenn

$$\omega\Theta(G-1) < 1,$$

$$\left(\frac{K}{\varkappa}\right)^2 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{1 - \omega^2\Theta^2(G-1)^2} + \frac{i}{2}\,\omega\Theta(G+1), \tag{20}$$

und wenn

$$\omega\Theta(G-1) > 1,$$

$$\left(\frac{K}{\varkappa}\right)^2 = \frac{1}{2} + \frac{i}{2}\left[\omega\Theta(G+1) - \sqrt{\omega^2\Theta^2(G-1)^2 - 1}\right]. \tag{21}$$

Hierbei ist die Zeichenwahl für die Wurzel schon in der richtigen Weise ausgeführt, und zwar im ersten Falle so, daß für $\omega = o$ $\frac{K}{\varkappa}$ einen positiven reellen Teil hat, was in der Theorie von Debye und Falkenhagen notwendig war, da e^{-kr} für $r = \infty$ verschwinden sollte, im zweiten Falle so, daß für $G = \infty$, d. h. für unendlich schwere Ionen

$$\left(\frac{K}{\varkappa}\right)^2 = \frac{1}{2} + i\omega\Theta \quad (G = \infty)$$

wird, in Übereinstimmung mit Gleichung (18), ohne den letzten Term im rechten Gliede, der ja wegen $G = \infty$, also $\varrho_p = \infty$ auch ausfallen sollte. (Dieser Term rührt in der Debye-Falkenhagenschen Theorie von Geschwindigkeitsänderungen der Ionen her und verschwindet deshalb bei unendlich schweren Ionen.)

Aus (20) und (21) folgen komplexe Werte für $\frac{K}{\varkappa}$:

$$\frac{K}{\varkappa} = P + iQ, \tag{22}$$

wo P und Q reelle Funktionen von $\omega\Theta$ und $\omega\Theta G$ sind und also auch von

$$x = \omega\Theta(G-1), \tag{23}$$

da G einen bekannten Wert hat [siehe (15)].

Zur Bestimmung von P und Q in beiden Fällen haben wir respektiv:

$$0 < x < 1, \quad P^2 - Q^2 = \frac{1}{2}\left(1 + \sqrt{1 - x^2}\right),$$

$$2PQ = \frac{x}{G-1} + \frac{x}{2};$$

$$1 < x < \infty, \quad P^2 - Q^2 = \frac{1}{2},$$

$$2PQ = \frac{1}{2}\left(\frac{2x}{G-1} + x - \sqrt{x^2 - 1}\right).$$

Im ersten Falle kann man $\frac{x}{G-1}$ vernachlässigen, im zweiten Falle aber nicht, weil hier auch große Werte von x möglich sind.

Man findet nun:

$$0 < x < 1, \qquad \frac{P^2}{Q^2} = \frac{1}{4}\sqrt{2 + 2\sqrt{1-x^2}} \pm \frac{1}{4}\left(1 + \sqrt{1-x^2}\right), \tag{24}$$

$$1 < x < \infty, \qquad \frac{P^2}{Q^2} = \frac{1}{4}\sqrt{1 + \left(\frac{2x}{G-1} + x - \sqrt{x^2-1}\right)^2} \pm \frac{1}{4}. \tag{25}$$

Aus (24) folgt: P nimmt ab, wenn x von 0 bis 1 geht, während Q (weil $= \frac{x}{4P}$ im Gebiete $0 < x < 1$) zunimmt. P und Q fangen an mit:

$$\left.\begin{aligned} P &= 1 - \frac{3}{32}x^2, \\ Q &= \frac{x}{4} \end{aligned}\right| \; x \ll 1$$

und erreichen den Endwert:

$$\left.\begin{aligned} P &= \frac{1}{2}\sqrt{\sqrt{2}+1} = 0{,}8\ldots \\ Q &= \frac{1}{2}\sqrt{\sqrt{2}-1} = 0{,}3\ldots \end{aligned}\right| \; x = 1. \tag{26}$$

Überdies bemerken wir noch, daß nach (24)

$$\left.\begin{aligned} \frac{dP}{dx} &= -\infty, \\ \frac{dQ}{dx} &= +\infty \end{aligned}\right| \; x = 1 - \varepsilon \qquad (\varepsilon \to 0).$$

Der Verlauf von P und Q im zweiten Gebiete $1 < x < \infty$ folgt aus (25). Zur Diskussion bemerken wir, daß

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{2x}{G-1} + x - \sqrt{x^2-1}\right) \lesseqgtr 0, \text{ wenn } x \lesseqgtr \frac{G+1}{2\sqrt{G}}.$$

P und Q nehmen also ab, wenn x von 1 bis $\frac{G+1}{2\sqrt{G}}$ wächst, oder praktisch: bis $\frac{1}{2}\sqrt{G}$.

Ihre Anfangswerte sind dieselben wie die Endwerte in (26). Ihre Minimalwerte sind:

$$\left.\begin{aligned} P_{\min.} &= \frac{1}{2}\sqrt{2} \\ Q_{\min.} &= \frac{1}{\sqrt{2G}} \end{aligned}\right| \; x = \frac{1}{2}\sqrt{G}.$$

Von $x = \frac{1}{2}\sqrt{G}$ an steigen P und Q wieder. Für größere Werte von x, z. B. bei $x \sim G$, haben wir:

$$\frac{P}{Q} = \frac{1}{2}\sqrt{\sqrt{1 + \frac{4x^2}{(G-1)^2}} \pm 1} \qquad x \sim G \tag{27}$$

und für noch größere x-Werte

$$P = Q = \sqrt{\frac{x}{2G}} \qquad x \gg G,$$

also einen parabolischen Verlauf.

Alle diese Einzelheiten sind in Fig. 1 wiedergegeben, welche aber wegen $G \gg 1$ schwierig in richtigen Größenverhältnissen gezeichnet werden konnte.

Leicht zeigt man mittels (27), daß P für $x = G\sqrt{2}$ zum zweiten Male gleich 1 wird.

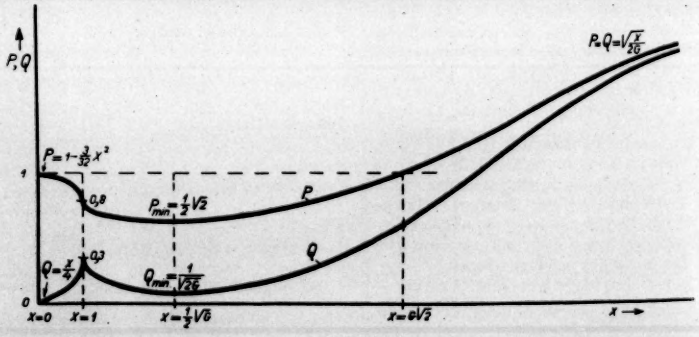

Fig. 1.

Mittels der hier gefundenen Größen P und Q können wir nun $\frac{K}{\varkappa}$ und damit die Relaxationskraft auf Ionen und Elektronen berechnen.

Gibt ξ_q den von der geordneten Bewegung der q-Teilchen zurückgelegten Weg an, der wegen des angelegten periodischen Feldes $E e^{i\omega t}$ selber auch den Faktor $e^{i\omega t}$ enthalten muß, so ist $\dot{\xi}_q$ die momentane Schwarmgeschwindigkeit der q-Teilchen.

Die zugehörige Relaxationskraft $\mathfrak{R}_q$ ist dann nach (2) und (22):

$$\mathfrak{R}_q = -\frac{\dot{\xi}_q}{i\omega} e_q^2 \frac{\varkappa^3}{3D} (P - 1 + iQ). \qquad (28)$$

II. Über die Schwarmbewegung der geladenen Teilchen und das daraus folgende Leitvermögen.

Die Differentialgleichung für die Schwarmbewegung der q-Teilchen lautet:

$$m_q \frac{d^2\xi_q}{dt^2} = e_q E e^{i\omega t} - g_q \frac{d\xi_q}{dt} + \mathfrak{R}_q.$$

Der zweite Term im rechten Gliede bringt die Stoßdämpfung in Rechnung, die immer eine reine Reibungskraft gibt (g_q reell und positiv), wiewohl eine Analogie mit der Stokesschen Reibungskraft schwer durchzuführen ist, da diese in einem kontinuierlichen viskosen Medium dem Radius des Teilchens proportional ist.

Nach Substitution von (28) wird die Differentialgleichung

$$m_q \frac{d^2\xi_q}{dt^2} = e_q E e^{i\omega t} - g_q \frac{d\xi_q}{dt} - \alpha_q \xi_q - \beta_q \frac{d\xi_q}{dt} \qquad (29)$$

mit

$$\alpha_q = \frac{e_q^2 \varkappa^3}{3D} (P - 1), \qquad (30)$$

$$\beta_q = \frac{e_q^2 \varkappa^3}{3D\omega} Q. \qquad (31)$$

Die Terme mit α_q und β_q sind um 90° in Phase verschieden. Nur der Term mit β_q kann zu einer Absorption führen, gerade so wie der Stoßdämpfungsterm $g_q \dot{\xi}_q$. Der Term mit α_q ist, wenigstens wenn α_q positiv ist, d. h. wenn

$$P - 1 > 0,$$

als eine Art Bindungsterm aufzufassen.

Damit $P - 1 > 0$ sei, muß in Fig. 1

$$\varkappa > G\sqrt{2},$$

also die erzwungene Frequenz ω so groß gewählt werden, daß

$$\omega\Theta > \sqrt{2}.$$

Wir werden später – als zweite Aufgabe in dieser Arbeit – noch untersuchen, inwieweit dieser Bindungseffekt zu einer Resonanz führen kann, wiewohl es sich hier um freie geladene Teilchen handelte.

Der Term mit β_q gibt immer, d. h. für jedes $\varkappa$, also für jede Frequenz ω eine Absorption.

Wie gesagt, ist als erste Aufgabe zu untersuchen, wie diese Absorption sich in bezug auf die Stoßdämpfung verhält, die in dem Term $-g_q \frac{d\xi_q}{dt}$ berücksichtigt wurde.

Erstere wird im Vergleich zur letzteren vernachlässigbar sein, wenn

$$\beta_q \ll g_q. \qquad (32)$$

Wir müssen also auch noch die Größe g_q näher betrachten.

Die Konstante g_q berücksichtigt auf statische Weise die Zusammenstöße, die zwischen den geladenen q-Teilchen und den umgebenden neutralen Molekülen stattfinden, und hat also dieselbe Natur wie die Konstante g in der Differentialgleichung

$$m \frac{d^2\xi}{dt^2} = eE e^{i\omega t} - f\xi - g \frac{d\xi}{dt},$$

welche von Lorentz zur Erklärung der anomalen Dispersion benutzt wurde. Lorentz zeigte dabei die Notwendigkeit der Annahme:

$$g = 2 m_e S_e.$$

Appleton und Chapman[1]) bemerkten, daß dieser Ansatz nur für gebundene Elektronen Gültigkeit beanspruchen könne, ganz im Rahmen der Lorentzschen Theorie, die nur harmonisch gebundene Elektronen in den Atomen voraussetzte (Bindungskraft f). Aber im Falle freier Elektronen ($f = 0$) sollte nach Appleton gelten:

$$g = m_e S_e.$$

Um eine Formel für g_e zu finden, könnte man g_q auch in Zusammenhang bringen mit den früher besprochenen Beweglichkeiten.

Der Effekt der Stoßdämpfung, der in der Differentialgleichung

$$m_q \frac{d^2\xi_q}{dt^2} = e_q E e^{i\omega t} - g_q \frac{d\xi_q}{dt}$$

gesondert zum Ausdruck kommt, gibt bei $\omega = 0$ und $E = X$, für die Geschwindigkeit $\dot{\xi}_q = v_q$:

$$v_q = \frac{e_q X}{g_q}.$$

1) E. V. Appleton und F. W. Chapman, Proc. Phys. Soc. London **44**, 246, 1932.

Ein Vergleich mit (1) liefert

$$g_q = \varrho_q \tag{33}$$

und also in Verband mit (12) und (13) nach der kinetischen Gastheorie:

$$g_p = \tfrac{2}{3} M S_m,$$
$$g_e = \tfrac{1}{3} m_e S_e.$$

Wir werden später nur g_e brauchen.

Eigentlich ist es für unser Problem ziemlich belanglos, ob wir in der Formel

$$\varrho_e = g_e = b_e m_e S_e \tag{34}$$

$$b_e = 2,\ 1 \text{ oder } 4/3 \tag{35}$$

nehmen, wie respektiv bei Lorentz, Appleton und Loeb, denn es handelt sich hier nur um Größenordnungsfragen. Für Appleton und Chapman war der genaue Wert von b_e wohl von Belang, weil sie die Stelle eines Maximums bestimmen mußten, die direkt von g_e abhing. Für uns aber ist die Hauptsache, daß ihre Ergebnisse und auch die von Childs[1]) mit einem $b_e \sim 1$ beschrieben werden konnten, so daß wir bei dem Ansatz $g_e \sim m_e S_e$ bei periodischen Kräften (wie auch in den erwähnten Experimenten) keine Fehler in der Größenordnung machen werden.

Bevor wir die Bedingung (32) für eine vernachlässigbare Relaxationskraft mittels des schon bekannten Ausdruckes für β_q und des nun gefundenen für g_q näher betrachten werden, wollen wir zuerst auf die gebräuchliche Weise zeigen, wie aus (29) die Formeln für Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit (also Absorption) abgeleitet werden, damit zu gleicher Zeit die Frage nach dem eventuellen Einfluß der positiven Ionen erledigt werden kann. Setzen wir für die geordnete Bewegung der q-Teilchen (die periodisch und für $E = 0$ verschwindend klein sein muß):

$$\xi_q = U_q e^{i\omega t},$$

so findet man:

$$U_q = \frac{e_q E}{-m_q\omega^2 + g_q i\omega + \dfrac{e_q^2 \varkappa^3}{3D}(P - 1 + iQ)}. \tag{36}$$

Der Elektrizitätsstrom I, der von der Schwarmbewegung herrührt, ist

$$I = \sum_q n_q e_q \frac{d\xi_q}{dt} = i\omega \sum_q n_q e_q U_q e^{i\omega t}. \tag{37}$$

Dieser addiert sich mit dem dielektrischen Verschiebungsstrom $\frac{D}{4\pi}\frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t}$, welcher aus der variablen Feldstärke $\mathfrak{E} = E e^{i\omega t}$ entsteht, so daß die Gesamtstromstärke J beträgt:

$$J = \frac{D}{4\pi} i\omega E e^{i\omega t} + I.$$

In dem Ausdruck für I müssen die Beiträge der Elektronen ($q = e$) und Ionen ($q = p$) summiert werden.

Da aber $m_p = M \gg m_e$ ist und die Masse im Nenner von (36) auftritt, kann man die Bewegung der Ionen ganz außer acht lassen. Von hier ab werden wir dann auch nur die Bewegung der Elektronen berücksichtigen.[2])

Wird nun der durch (37) und (36) bestimmte Ionenstrom I in seinen reellen und imaginären Teil zerlegt, so findet man:

$$J = \frac{D'}{4\pi} i\omega E e^{i\omega t} + \sigma E e^{i\omega t},$$

mit:

$$D' = D + \frac{4\pi n_e e^2 \left| -m_e\omega^2 + \dfrac{e^2\varkappa^3}{3D}(P-1) \right|}{\left| -m_e\omega^2 + \dfrac{e^2\varkappa^3}{3D}(P-1) \right|^2 + \left| g_e\omega + \dfrac{e^2\varkappa^3}{3D} Q \right|^2}, \tag{38}$$

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \omega \left| g_e\omega + \dfrac{e^2\varkappa^3}{3D} Q \right|}{\left| -m_e\omega^2 + \dfrac{e^2\varkappa^3}{3D}(P-1) \right|^2 + \left| g_e\omega + \dfrac{e^2\varkappa^3}{3D} Q \right|^2} \tag{39}$$

als Dielektrizitätskonstante respektiv Leitfähigkeit des Plasmas, speziell für Wellen der Frequenz ω. Wie gesagt, ist für ein Plasma immer

$$D = 1,$$

1) E. C. Childs, Phil. Mag. **13**, 873. 1932.

2) Im Falle elektrolytischer Ionen würden die m_q sämtlich von derselben Größenordnung sein und sollten die Beiträge zum Ionenstrom entweder alle vernachlässigt oder alle mitgenommen werden. Ersteres sollte bei hohen Frequenzen geschehen (dem Term $m\omega^2$ im Nenner zufolge) und letzteres bei kleinen Frequenzen, wobei der Term $m\omega^2$ sogar fortzulassen ist, so daß man dann eigentlich die Differentialgleichung (29) ohne linkes Glied benutzt hätte (wie bei Debye und Falkenhagen).

III. Über ein Kriterium für vernachlässigbare Relaxationsabsorption.

Wir kehren nun wieder zurück zur näheren Betrachtung der Bedingung (32), bei deren Erfüllung die Relaxationskraft in Absorptionsberechnungen neben der Stoßdämpfung vernachlässigt werden darf.

Wir zeigten oben, daß nur die geordnete Elektronenbewegung für die Absorption ausschlaggebend war. Wir brauchen die Bedingung (32) also nur für Elektronen aufzustellen:

$$\beta_e \ll g_e \tag{40}$$

oder nach (31):

$$\frac{e^2\varkappa^3}{3D\omega} Q \ll g_e .$$

Drücken wir ω mittels (23) in x aus, so muß

$$\frac{e^2\varkappa^3 \Theta G}{3D} \cdot \frac{Q}{x} \ll g_e . \tag{41}$$

Aus dem oben besprochenen Verlauf von Q kann man leicht angeben, wann die Bedingung (41) für alle Werte von x, d. h. für alle Frequenzen $0 < \omega < \infty$ befriedigt wird. Im ganzen Gebiet $0 < x < \infty$ ist nämlich nach der Figur 1

$$\frac{Q}{x} < \left(\frac{Q}{x}\right)_{x=1} = 0{,}3 .$$

Die absorbierende Wirkung der Relaxationskraft kann also bei allen Frequenzen $0 < \omega < \infty$ vernachlässigt werden, wenn:

$$\frac{e^2\varkappa^3 \Theta G}{D} \ll 10 g_e . \tag{42}$$

Setzen wir noch nach (19) und (33)

$$\Theta = \frac{g_e}{\varkappa^2 k T} , \tag{43}$$

so fällt g_e aus der Bedingung (43) heraus.

Benutzen wir noch (16) für $\varkappa^2$ und setzen nach (15)

$$G = 2 \sqrt{\frac{2M_H}{m_e}} \left(\frac{M}{M_H}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{44}$$

worin M_H die Masse eines H-Atoms ist, so geht die Bedingung (42) über in:

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{D^{\frac{1}{2}} T^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{M}{M_H}} \ll \frac{5}{4} \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{\pi} e^3} \sqrt{\frac{m_e}{M_H}} .$$

Mit den bekannten Werten:

$$k = 1{,}4 \cdot 10^{-16}$$
$$e = 4{,}8 \cdot 10^{-10}$$
$$\frac{M_H}{m_e} = 1847$$
$$D = 1$$

bekommt man:

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{M}{M_H}} \ll 250 \tag{A}$$

als Bedingung, damit die Relaxationskraft in Absorptionsberechnungen bei jeder Frequenz $0 < \omega < \infty$ gegenüber der Stoßdämpfung zu vernachlässigen sei.

Handelt es sich um ein Plasma bei Laboratoriumsversuchen, wie z. B. in einer Entladungsröhre, so kann man bequem die Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit in einer von van der Pol[1]) benutzten Aufstellung messen, welche auch von Appleton und Chapman (l. c.) angewandt wurde. Die Messung kann dann bei jeder beliebigen Frequenz stattfinden.

Vermutlich ist hier die Elektronen- und die Ionentemperatur nicht mehr dieselbe und verlieren die obigen Formeln ihre strenge Gültigkeit. Diese Schwierigkeit tritt nicht auf in den Plasmas der höheren Atmosphäre, wo normalerweise keine starken konstanten elektrischen Felder auftreten. Wir nehmen an, daß die ionisierende Wirkung der Sonnenstrahlung und die Rekombination von Elektronen und Ionen ein Plasma einheitlicher Temperatur im Stande hält und rechnen hiermit weiter unter den früher erwähnten vereinfachten Annahmen. In Plasmas der höheren Atmosphäre interessiert uns öfters nur die Leitfähigkeit hindurchgehender Wellen.

Wenn das Plasma mehrere Wellenlängen dick ist, können aber nicht alle Wellen in das Plasma hineintreten, worauf schon längst von mehreren Autoren hingewiesen wurde[2]). Man erkennt dies sofort, wenn wir in (38) für einen Augenblick die Relaxationskraft vernachlässigen ($\varkappa = 0$ setzen, in Übereinstimmung mit $T = \infty$ in (16), wobei ja nach unseren Bemerkungen keine Relaxationskraft auftreten konnte) und ebenso die Stoßdämpfung außer acht lassen ($g_e = 0$ setzen). Dann kommt:

$$D' = D - \frac{4\pi n_e e^2}{m_e \omega^2} . \tag{45}$$

Da $D = 1$ ist, findet man hier (nach Eccles) eine Dielektrizitätskonstante kleiner als die Einheit, und diese ist bekanntlich zum ersten Male von van der Pol (l. c.) experimentell gefunden worden. Wenn ω so klein gewählt wird, daß D' negativ wird, ist die Fortpflanzung der Welle im Plasma unmöglich. Als untere Grenze der ein-

1) B. van der Pol, Dissertation, Utrecht 1920.

2) Zuerst wohl von W. H. Eccles (Proc. Roy. Soc. A **87**, 79, 1912), der auch unter anderem Gleichung (45) abgeleitet hat.

dringenden Frequenzen bekommen wir also eine Frequenz ω_0, bestimmt aus:

$$\omega_0^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{D m_e}. \tag{46}$$

Diese kritische Frequenz ω_0 ist eine für das Plasma charakteristische Konstante.

Bei Vernachlässigung aller Absorption kann das Eintreten der Welle also nur stattfinden, wenn

$$\omega > \omega_0.$$

Wir nehmen an, daß, wenn die Absorption nicht vernachlässigt wird, ebensosehr eine untere Grenze für hineintretende Wellen besteht, die nicht weit von der genannten ω_0 entfernt ist, so daß auch nun nur bei $\omega > \omega_0$ hineintretende Wellen möglich sind.

Experimentiert man mit solchen Plasmas nur mittels wirklich hindurchgehender Wellen, so hat es nur Sinn zu fragen, wann die Relaxationskraft neben der Stoßdämpfung vernachlässigbar ist, wenn nur mit $\omega > \omega_0$ experimentiert wird, so daß hier nach (23) praktisch nur der Bereich $x > \omega_0 \Theta G$ zu berücksichtigen ist. Die Beschränkung $\omega > \omega_0$ wird natürlich das Gebiet (was Druck, Temperatur usw. anbelangt), wobei die Relaxation belanglos wird, vergrößern.

Die Vernachlässigung wird für alle Frequenzen im Bereich $\omega_0 < \omega < \infty$ erlaubt sein, wenn (40) d. h. (41) erfüllt ist, wobei $\frac{Q}{x}$ jedem Punkt x des Gebietes $\omega_0 \Theta G < x < \infty$ entnommen werden kann. Die Größe $\omega_0 \Theta G$ ist auch eine für das Plasma charakteristische Größe, die wir mit x_0 bezeichnen:

$$x_0 = \omega_0 \Theta G. \tag{47}$$

Genügt man der Ungleichheit

$$\frac{e^2 \varkappa^3 \Theta G}{3D} \cdot \left(\frac{Q}{x}\right)^* \ll g_e, \tag{48}$$

worin $\left(\frac{Q}{x}\right)^*$ den Maximalwert von $\frac{Q}{x}$ im Gebiet $x_0 < x < \infty$ darstellt, so ist die Vernachlässigung für jede $\omega > \omega_0$ gestattet.

Zur Bestimmung dieses Maximalwertes braucht man zuerst die Lage von x_0 auf der Abszissenachse in Fig. 1 zu kennen.

Ist $x_0 \ll 1$ oder $x_0 \sim 1$, so nehmen wir

$$\left(\frac{Q}{x}\right)^* = \left(\frac{Q}{x}\right)_{x=1} = 0{,}3,$$

also denselben Wert wie früher, als wir ein Kriterium für alle Frequenzen $0 < \omega < \infty$ suchten.

Ist $x_0 \sim G^n$ $(n \geqq 1)$, so nehmen wir nach der Fig. 1:

$$\left(\frac{Q}{x}\right)^* \sim G^{-\frac{n+1}{2}}.$$

(Denn bei $n = 1$ betrachte man den Punkt $x = G/2$ und bei $n > 1$ den parabolischen Verlauf von Q.)

Die Bedingung (48) lautet also:

$$\frac{e^2 \varkappa^3 \Theta G}{D} \ll 10\, g_e, \text{ wenn } x_0 \overset{\ll}{\sim} \text{oder } 1,$$

oder

$$\frac{e^2 \varkappa^3 \Theta G}{D} \ll 10\, g_e G^{\frac{n+1}{2}}, \text{ wenn } x_0 \sim G^n \quad (n \geqq 1).$$

Bei Anwendung von (43) für Θ fällt auch hier g_e aus der Bedingung fort und nach Substitution der Formeln für Θ, $\varkappa^2$ und G [wie damals bei (42)], kommt:

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{M}{M_H}} \ll 250, \text{ wenn } x_0 \overset{\ll}{\sim} \text{oder } 1, \tag{B1}$$

oder

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}} \sqrt{\frac{M}{M_H}} \ll 250\, G^{\frac{n+1}{2}}, \text{ wenn } x_0 \sim G^n \ (n \geqq 1), \tag{B2}$$

als Bedingung, daß die absorbierende Wirkung der Relaxationskraft für hindurchgehende Wellen in bezug auf die Stoßdämpfung zu vernachlässigen sei.

Nur im zweiten Falle wird der Bereich in n_e, T, usw. (wo Vernachlässigung gestattet ist) wesentlich vergrößert (mit dem Faktor $G^{\frac{n+1}{2}}$) durch die Bedingung $(\omega > \omega_0)$ hindurchgehender Wellen.

Um zu sehen, welcher dieser beiden Fälle für ein bestimmtes Plasma vorliegt, muß die für das Plasma charakteristische Größe

$$x_0 = \omega_0 \Theta G$$

berechnet werden.

Aus (46) folgt:

$$\omega_0 = c_1 n_e^{\frac{1}{2}} \tag{49}$$

mit:

$$c_1 = \frac{2e\sqrt{\pi}}{D^{\frac{1}{2}} m_e^{\frac{1}{2}}} = 5{,}7 \cdot 10^4.$$

Aus (19), (34) und (16) folgt:

$$\Theta = \frac{b_e m_e S_e}{\varkappa^2 k T} = \frac{b_e m_e S_e D}{8 \cdot \pi e^2 n_e}.$$

Hierin ist weiter nach (11)

$$S_e = \frac{\overline{v}_e}{L_e} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_e}} \cdot \frac{1}{4\sqrt{2} L_m}. \tag{50}$$

[$\overline{V_e}$ berechnet nach Maxwell, L_e nach (14).]

Da L_m nach (6) umgekehrt proportional mit N_m verläuft, ist

$$L_m = \frac{\mathfrak{N}}{N_m} L_m^0, \tag{51}$$

wo

$$\mathfrak{N} = 2{,}7\ 10^{19}$$

die Loschmidtsche Zahl ist (Anzahl Moleküle pro cm³ bei 0° und 760 mm Hg) und L_m^0 die freie Weglänge der Moleküle in einem Gase bei 0° und 760 mm Hg, welche Größe für die verschiedenen Gase tabellisiert ist (siehe z. B. Loeb, Kinetic Theory, Appendix III).

So bekommen wir schließlich:

$$\Theta = c_2 \frac{N_m T^{\frac{1}{2}}}{n_e L_m^0} \tag{52}$$

mit:

$$c_2 = \frac{b_e D m_e^{\frac{1}{2}} k^{\frac{1}{2}}}{16 \pi^{\frac{3}{2}} e^2 \mathfrak{N}} = 6{,}4\ 10^{-25} b_e.$$

Weiter ist nach (44)

$$G = c_3 \left(\frac{M}{M_H}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{53}$$

mit:

$$c_3 = 2 \sqrt{2 \frac{M_H}{m_e}} = 12\sigma.$$

Multiplizieren wir (49), (52) und (53), so ergibt sich für die gesuchte Größe x_0:

$$x_0 = c_0 \frac{N_m T^{\frac{1}{2}}}{n_e^{\frac{1}{2}} L_m^0} \sqrt{2 \frac{M}{M_H}} \tag{54}$$

mit:

$$c_0 = c_1 c_2 c_3 = 4{,}3\ 10^{-18} b_e.$$

Zusammenfassend haben wir also die Bedingung:

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{4}}} \sqrt{\frac{M}{M_H}} \ll 250, \tag{A}$$

damit die Debye-Hückel-Falkenhagensche Relaxationskraft bei Absorptionsberechnungen in einem Plasma neben der Stoßdämpfung zu vernachlässigen ist, und zwar für alle Frequenzen $0 < \omega < \infty$. Weiter die Bedingung:

$$x_0 \underset{\sim}{\ll} 1, \text{ wobei } \frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{4}}} \sqrt{\frac{M}{M_H}} \ll 250 \tag{B 1}$$

oder

$$x_0 \sim G^n, n \geqq 1, \text{ wobei } \frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{4}}} \sqrt{\frac{M}{M_H}} \ll 250 G^{\frac{n+1}{2}}, \tag{B 2}$$

damit diese Vernachlässigung gestattet ist, wenn nur hindurchgehende Wellen betrachtet werden, d. h. wenn $\omega > \omega_0$, wobei ω_0 durch (49) gegeben ist. Ob man (B 1) oder (B 2) anzuwenden hat, hängt von der Größe von x_0 ab, die durch (54) gegeben ist. Zur Bestimmung von n brauchen wir noch den Wert von G, der aus (53) folgt. Die Größen N_e, T, M, M_H, N_m, L_m^0 waren respektiv: Zahl der Elektronen pro cm³, Temperatur, Masse der Moleküle, Masse des H-Atoms, Zahl der Moleküle pro cm³, freie Weglänge der Moleküle. Weiter konnte $b_e = \frac{4}{3}$ gesetzt werden [siehe (35)].

IIIa. Anwendung des Kriteriums auf die Kennely-Heaviside-Schicht.

Wir werden als Beispiel diese Kriterien auf die Kennely-Heaviside-Schicht anwenden, d. h. auf die ionisierte Luftschicht in der Atmosphäre, auf deren Existenz man aus der beobachteten großen Tragweite drahtloser Wellen schließen mußte. Meistens werden zwei solche Schichten angenommen, eine in der Höhe von ca. 100 km oberhalb der Erdoberfläche und eine zweite in der Höhe von ca. 200 km[1]. Wir wollen die Relaxationswirkung in der höchstgelegenen Schicht untersuchen, und zwar an der Stelle, wo die Elektronenzahl pro cm³ am größten ist, nämlich

$$n_e = 10^6.$$

Wir setzen voraus, daß die Schicht aus Wasserstoff besteht, was nach vielen Autoren der Fall sein sollte, und daß sich auch $n_p = n_e$ positive H_2^+-Ionen pro cm³ befinden, so daß wir dann auch hier von einem Plasma sprechen können.

Nach Jeans[2]) befindet sich in einer Höhe von 200 km hauptsächlich Wasserstoff, und zwar pro cm³ ungefähr

$$N_m = 10^{14}$$

1) Siehe z. B. den zusammenfassenden Bericht von K. Försterling und H. Lassen, Zeitschr. f. techn. Phys. **10**, 453 u. 502, 1931.

2) J. H. Jeans, The Dynamic Theory of Gases, 1921, p. 341.

Moleküle. Nimmt man weiter, wie öfters gebräuchlich,

$$T = 220$$

als Temperatur der Schicht und als freie Weglänge von H_2 bei 0° und 760 mm Hg (Loeb, Kinetic Theory of Gases, Appendix III)

$$L_m^0 = 18{,}3\ 10^{-16}\ \text{cm}$$

und weiter

$$\frac{M}{M_H} = 2$$

in Übereinstimmung mit der Annahme molekularer Wasserstoff, so findet man:

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}}\sqrt{\frac{M}{M_H}} = 0{,}4\,,$$

$$x_0 = 0{,}7\,,$$

$$G = 170\,.$$

Offenbar wird sowohl (A) wie (B 1) befriedigt. Die Debye-Falkenhagensche Relaxationskraft kann also in der Kennely-Heaviside-Schicht immer, d. h. bei allen Frequenzen, vernachlässigt werden, wenigstens was ihre absorbierende Wirkung relativ zur Stoßdämpfung anbelangt. Ob diese auch in ihrer (eventuellen) bindenden Wirkung vernachlässigt werden kann, werden wir später untersuchen.

IV. Über Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit im Falle großer Relaxationskraft.

Gibt es andere Plasmas, wo keine der Ungleichheiten (A), (B 1) oder (B 2) befriedigt sein können, z. B. wenn statt dieser eine der untenstehenden Beziehungen gilt

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}}\sqrt{\frac{M}{M_H}} \begin{cases} \sim 250 & \text{bei } x_0 \ll \text{oder} \sim 1 \\ \sim 250\, G^{\frac{n+1}{2}} & \text{bei } x_0 \sim G^n\ (n \geqq 1)\,, \end{cases} \qquad \text{(C)}$$

so ist immer ein Frequenzbereich $\omega > \omega_0$ anzugeben, wo die absorbierenden Wirkungen der Relaxation und Stoßdämpfung von derselben Größenordnung sind. In solchen Fällen darf die Relaxationskraft nicht vernachlässigt werden und müssen die Gleichungen (38) und (39) für Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit benutzt werden.

Diese Formeln werden wir noch schreiben in einer Gestalt, wo die kritische Frequenz ω_0 als Maß für ω auftritt und wo alle Zahlen sofort aus T, n_e, N_m und L_m^0 ablesbar sind.

Für $\varkappa^2$ wird dazu (16) benutzt, für g_e (34), worin S_e wiederum mittels (50) und (51) berechnet wird.

Es ergibt sich dann:

$$D' = D - \frac{\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - \varphi\,(P-1)}{\left|\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - \varphi\,(P-1)\right|^2 + \left|\psi\,\frac{\omega}{\omega_0} + \varphi\,Q\right|^2}\,, \qquad (55)$$

$$\sigma = \frac{\omega_0}{4\pi}\,\frac{\frac{\omega}{\omega_0}\left|\psi\,\frac{\omega}{\omega_0} + \varphi\,Q\right|}{\left|\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 - \varphi\,(P-1)\right|^2 + \left|\psi\,\frac{\omega}{\omega_0} + \varphi\,Q\right|^2}\,, \qquad (56)$$

wobei als dimensionslose Größen eingeführt wurden:

$$\varphi = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{8\pi\, n_e e^6}{(kT)^3}}\,,$$

$$\psi = \frac{g_e}{m_e\omega_0} = \frac{b_e S_e}{\omega_0}\,.$$

Nach Benutzung der numerischen Werte für e, k, m_e usw. bekommt man:

$$\varphi = c_4\,\frac{n_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}} \qquad (57)$$

mit

$$c_4 = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{8\pi\, e^3}{k^3 D^3}} = 2{,}2\ 10^{-4}\,,$$

$$\psi = c_5\,\frac{T^{\frac{1}{2}} N_m}{n_e^{\frac{1}{2}} L_m^0}$$

mit

$$c_5 = \frac{k^{\frac{1}{2}} b_e D^{\frac{1}{2}}}{4\pi e \mathfrak{N}} = 7{,}3\ 10^{-20} b_e\,.$$

P und Q waren die schon früher funktional angegebenen und in Fig. 1 illustrierten Funktionen der dimensionslosen Größe $x = \omega\Theta\,(G-1)$, d. h. hier praktisch $x = \omega\Theta G$, die also nach (47) und (54) berechnet werden kann mittels

$$x = x_0\,\frac{\omega}{\omega_0}$$

mit

$$x_0 = c_0\,\frac{N_m T^{\frac{1}{2}}}{n_e^{\frac{1}{2}} L_m^0}\sqrt{\frac{M}{M_H}}$$

und

$$c_0 = 4{,}3\ 10^{-18} b_e\,.$$

Die Frequenzabhängigkeit von D' und σ ist in dieser Gestalt als Funktion von $\frac{\omega}{\omega_0}$ gefunden.

Als Parameter fungieren hierbei die für jedes Plasma charakteristischen Größen: n_e, N_m, T, M, L_m^0.

V. Über eine Resonanz bei eventueller Relaxationsbindung.

Schließlich wollen wir noch die schon früher erwähnte Möglichkeit einer Resonanz betrachten, die durch das Auftreten der Relaxationskraft entstehen könnte. Wir sahen in (29), (30) und (31), daß diese Kraft aus zwei Teilen zusammengestellt war, deren einer dem positiven Q proportional und eine typische Reibungskraft war, während der andere, wenn $P > 1$ war, als eine Bindungskraft interpretiert werden konnte.

Da die Bindungskraft in der Differentialgleichung (29) für die Schwarmbewegung der Elektronen mit α_e proportional war, wird die resonierende Frequenz ω_r bestimmt durch:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{\alpha_e}{m_e}} = \sqrt{\frac{e^2\varkappa^3}{3Dm_e}}\,(P-1),$$

was sich auch in die Form:

$$\frac{\omega_r}{\omega_0} = \sqrt{\varphi}\,(P-1) \qquad (58)$$

bringen läßt [wie schon auch aus dem Nenner in (56) für σ deutlich sein wird]. Zu gleicher Zeit sieht man aus (56), daß es sich hier nicht um eine gewöhnliche Resonanz handelt, weil die Form von σ nicht mit der gebräuchlichen Form der Leitfähigkeit in der Nähe einer Resonanzstelle übereinstimmt. Bei einer großen Stoßdämpfung (großes g, also großes ψ) wird durch das zweite Quadrat im Nenner von (56) der Resonanzeffekt sehr undeutlich sein. Man sollte dann den ganzen Ausdruck für σ nach ω differentiieren, um die Stelle einer eventuellen anomalen Dispersion aufzufinden, was sehr mühsam sein würde, da P und Q komplizierte Funktionen von ω sind. Da das Maximum in σ dann nur sehr abgeflacht sein würde, brauchen wir diesen Fall nicht zu betrachten. Wir interessieren uns also nur für Resonanzfrequenzen, die der Gleichung (58) genügen. Hier enthält P auch noch die unbekannte Resonanzfrequenz ω_r.

Damit (58) eine reelle Lösung ω_r zulasse, muß für diese ω_r erstens $P - 1 > 0$ sein, und zweitens muß dann noch φ solch einen numerischen Wert haben, daß das nun reelle rechte Glied auch noch für diese ω_r dem linken Glied gleichkommen kann.

Da $P - 1 > 0$ sein sollte, muß nach Fig. 1

$$x > G\sqrt{2}$$

gewählt werden.

Da also sicher $x \gg 1$, muß P aus (27) bestimmt werden. Wenn wir x mittels (23) in ω ausdrücken, bekommt man:

$$P^2 = \tfrac{1}{4} + \tfrac{1}{4}\sqrt{1 + 4\omega_r^2\Theta^2}.$$

Wir werden in der Gleichung (58) nun $\omega_r^2\Theta^2$ statt $\frac{\omega_r}{\omega_0}$ als Unbekannte betrachten und schreiben sie deshalb in der Form:

$$f\cdot(\omega_r\Theta)^2 + 1 = P,$$

wo

$$f = \frac{1}{\varphi\,\omega_0^2\Theta}.$$

Nach (57), (49) und (52) wird

$$f = c_6\frac{T^{\frac{1}{2}}n_e^{\frac{1}{2}}L_m^{02}}{N_m^2} \qquad (59)$$

mit

$$c_6 = c_4^{-1}\cdot c_1^{-2}\cdot c_2^{-2} = 3{,}4\cdot 10^{42}\,h_e^{-2}.$$

Nennen wir die Unbekannte

$$\omega_r^2\Theta^2 = \eta,$$

so gilt für η:

$$2f\eta + 2 = \sqrt{(1+4\eta)^{\frac{1}{2}} + 1}.$$

Da $x > G\sqrt{2}$, also $\omega\Theta > \sqrt{2}$ sein sollte, setzen wir

$$\eta = 2 + \dot{p},$$

wo $\dot{p}$ eine positive Zahl sein muß, wofür:

$$2 + 4f + 2f\dot{p} = \sqrt{(9+4\dot{p})^{\frac{1}{2}} + 1}. \qquad (60)$$

Für ein gegebenes Plasma ist f nach (59) bekannt und $\dot{p}$ also leicht graphisch aus (60) zu bestimmen. Aber $\dot{p}$ sollte positiv ausfallen.

Das schließt also eine Nebenbedingung für f ein, d. h. nicht in jedem Plasma wird die genannte Resonanz überhaupt auftreten können.

Aus (60) folgt umgekehrt bei gegebenem $\dot{p}$-Wert:

$$f = \frac{\sqrt{(9+4\dot{p})^{\frac{1}{2}} + 1} - 2}{4 + 2\dot{p}}.$$

Das rechte Glied, graphisch als Funktion von $\dot{p}$ abgebildet, verschwindet für $\dot{p} = 0$ und $\dot{p} = \infty$

und erreicht sein Maximum 0,038 für p zirka 5 (siehe Fig. 2).

Gleichung (60) kann also nur einen positiven Wert von p liefern, wenn

$$f < 0{,}038.$$

Das heißt, daß für eine deutliche Resonanz zufolge einer bindenden Wirkung der Debye-Falkenhagenschen Relaxationskraft in einem Plasma, jedenfalls

$$\frac{n_e^{\frac{1}{2}} T^{\frac{1}{2}} L_m^2}{N_m^2} < 10^{-44} b_c^2 \qquad (61)$$

sein muß. Zweitens darf die Stoßdämpfung nicht zu groß sein, damit die eventuelle Resonanzstelle nicht verschoben und zu gleicher Zeit die Resonanz zu sehr abgeflacht wird.

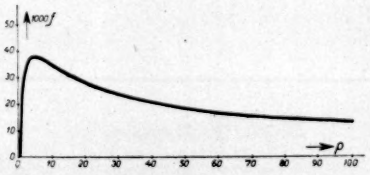

Fig. 2.

Als Beispiel untersuchen wir einmal, ob die Ungleichheit (61) vielleicht in der Kennelly-Heaviside-Schicht erfüllt ist. Mit den schon früher gemachten Annahmen über die K.-H.-Schicht finden wir für das linke Glied in (61) den Wert $5 \cdot 10^{-34}$, während das rechte mit $b_c = 4/3$ und von der Ordnung 10^{-22} ist.

In der Kennelly–Heaviside-Schicht ist die genannte Resonanz also unmöglich.

Die Debye-Hückel-Falkenhagensche Relaxationskraft kann also immer in der Erdatmosphäre vernachlässigt werden, nicht nur was ihre absorbierende, sondern auch was ihre eventuell bindende Wirkung anbelangt.

Zusammenfassung.

Untersucht wird der Einfluß der Debye-Hückel-Falkenhagenschen Relaxationskraft auf die Absorption elektromagnetischer Wellen in einem Plasma.

Dieses setzen wir voraus als ein Gas von Molekülen einer einzigen Art mit relativ wenig positiven Molekülionen und soviel freien Elektronen, daß die Gesamtladung (in Übereinstimmung mit Langmuirs Definition eines Plasmas) null ist.

Da wir einfach geladene positive Ionen annehmen, soll die Elektronenzahl pro Volumeneinheit gleich der Ionenzahl sein. Da unpolare Moleküle vorausgesetzt werden, tritt eine andere (auch von Debye entdeckte) Relaxationskraft, die mit der Drehung der Moleküle zusammenhängt, nicht auf. Die hier betrachtete Relaxation hat immer eine absorbierende Wirkung und kann eventuell auch noch eine scheinbare bindende Wirkung auf die freien Elektronen ausüben.

Die gesperrt gedruckten Bedingungen (A), (B1) oder (B2) müssen erfüllt sein, damit die Relaxationsdämpfung gegen die Stoßdämpfung vernachlässigbar sei, A für jede beliebige Frequenz, B1 oder B2 nur bei hindurchgehenden Wellen. Ist das nicht der Fall, so gelten die Formeln (55) und (56) für Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit des Plasmas.

Die Relaxationsbindung kann nur auftreten, wenn das Plasma der Ungleichheit (61) genügt, und die dann im Plasma mögliche Resonanz (welche natürlich von einer ganz anderen Art ist wie die von Langmuir berechnete) wird bestimmt.

In der Kennelly-Heaviside-Schicht (der ionisierten Luftschicht, bekannt durch ihre Rolle bei der Ausbreitung von drahtlosen Wellen und als Plasma vorausgesetzt) ergibt sich die absorbierende Wirkung der Relaxationskraft als vernachlässigbar in bezug auf die Stoßdämpfung, während die erwähnte Relaxationsresonanz hier unmöglich ist.

Eindhoven, den 27. Juli 1932.

(Eingegangen 29. Juli 1932.)

Die Dipolmomente ungesättigter Verbindungen I.

Von I. M. A. Bruyne[1]), Rose M. Davis und Paul M. Gross.

Eine wichtige Bedeutung der Dipolmomentmessungen an organischen Molekeln liegt in deren Verwendung bei der Entscheidung zwischen verschiedenen möglichen molekularen Anordnungen[2]). Diese Verwendung von Dipolmomentwerten hängt in ihrem Erfolg von der genauen Kenntnis der Vektormomente ab, die mit besonderen Gruppen oder Atombindungen verknüpft sind. Werte für solche Gruppenmomente wurden von Eucken und Meyer[3]) ausgerechnet. Die auf Grund dieser Momente berechneten Molekülmomente haben in den meisten Fällen mit den beobachteten Werten gute Übereinstimmung ergeben. Im Falle zweier Klassen von Verbindungen jedoch ist diese Übereinstimmung nicht zu finden. Die erste dieser Klassen besteht aus Verbindungen mit gegeneinander drehbaren Gruppen wie z. B. Äthylenchlorid[4]). Die zweite Klasse besteht aus Verbindungen mit doppelter oder dreifacher Bindung. Da die Gruppen dieser Moleküle nach der klassischen Stereochemie keiner Rotation fähig sind, so müßten deren Momente aus der Kenntnis der Geometrie des Kohlenstoffatoms und der Werte der fundamentalen Vektormomente allein berechnet werden können. Dies ist jedoch nicht der Fall, wie aus Tabelle I ersichtlich ist, in der die berechneten und beobachteten Werte für einige der einfacheren Halogenderivate des Äthylens zusammengestellt sind. Bei Ausführung solcher Berechnungen ist es üblich, für die $=C-H$-Gruppe ein Moment Null anzunehmen, falls das in Frage stehende Kohlenstoffatom an ein anderes Kohlenstoffatom durch eine Doppelbindung gebunden ist. Dies bedeutet, daß das $C-H$-Moment in diesen ungesättigten Verbindungen denselben Wert hat wie in aromatischen Verbindungen[1]). Die Grundlage für diese Annahme war die Tatsache, daß die $C-H$-Gruppe in Toluol ($\mu = 0{,}4$)[2]) ein Moment o zu haben scheint, da es nicht die CH_3-Gruppe kompensiert wie im Falle der aliphatischen Kohlenwasserstoffe, z. B. Äthan, die alle das Moment o haben[3]).

Während die Annahme des Moments o für diese Gruppe richtig zu sein scheint, ist sie im Falle der ungesättigten aliphatischen Verbindungen doch zweifelhaft. Dies geht deutlich hervor aus einem Vergleich der Kolonnen 3 und 4 in Tabelle I.

Ausgenommen in dem Falle von 1,1 Diphenyl — 2,2 Dichloroäthylen, wo die Übereinstimmung vorzüglich ist, bestehen starke Diskrepanzen zwischen den beobachteten und errechneten Werten. Das Vorhandensein der $=C-H$-Gruppe in allen diesen Verbindungen mit schlechter Übereinstimmung und ihr Fehlen im anderen Falle macht es wahrscheinlich, daß der für diese Gruppe angenommene Wert o falsch ist.

Um dies zu prüfen und um weitere Angaben über ungesättigte Verbindungen zu erhalten, wurden die Dipolmomente von drei weiteren Halogenderivaten des Äthylens bestimmt.

1) Auszug aus einer Dissertation der Duke University.

2) Siehe z. B. Sutton und Taylor, Journ. Chem. Soc., 2190, 1931.

3) Physik. Zeitschr. **30**, 400, 1929.

4) Vgl. Meyer, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **8**, 27, 1930.

1) Vgl. Bergmann, Engel u. Meyer, Ber. Chem. G. **65**, 447, 1932; Bergmann u. Engel, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **8**, 111, 1930.

2) Alle Momente sind in 10^{-18} e. s. E. angegeben.

3) Natürlich kann man auch andere Annahmen für diesen Wert des $C-H$-Moments in Toluol machen, wie z. B. daß das Moment der $C-CH_3$-Gruppe 0,8 und das der $C-H$-Gruppe 0,4 ist, mit einem resultierenden Moment von 0,4 für das ganze Molekül. Im ganzen scheinen aber die Tatsachen für die ursprüngliche Eucken und Meyersche Annahme zu sprechen, daß die $C-H$-Bindung in aromatischen Verbindungen das Moment o hat.

Tabelle I.

Verbindung	Formel	$\mu_{beob.}$ 10^{18}	$\mu_{ber.}$ 10^{18}	$\mu_{ber.} - \mu_{beob.}$ 10^{18}
1,2 Dichloräthylen-*cis*	$ClHC=CHCl$	1,74[1])	2,55	0,75
1,1 Dichloräthylen	$Cl_2C=CH_2$	1,18[2])	1,80	0,56
1,1 Diphenyläthylen	$(C_6H_5)_2C=CH_2$	0,5[3])	—	0,5
1,1,2 Triphenyläthylen	$(C_6H_5)_2C=CHC_6H_5$	0,6[3])	—	0,6
1,1 Dichlor, 2,2 Diphenyläthylen	$Cl_2C=C(C_6H_5)_2$	1,79[4])	1,80	0,01

1) Müller u. Sack, Physik. Zeitschr. **31**, 817, 1930; Errera, Physik. Zeitschr. **27**, 764, 1926, gibt $\mu = 1{,}85$.

2) Errera, l. c.

3) Smyth u. Dornte, J. Amer. Chem. Soc. **53**, 1296, 1931.

4) Bergmann, Engel u. Meyer, Ber. **65**, 448, 1932.

Methode.

Zur Bestimmung der *DK* der Lösungen wurde eine Schwebungsmethode verwendet. Der Flüssigkeitskondensator bestand aus vier konzentrischen Messingzylindern. Der äußere Zylinder diente als Behälter und war mit einem Bakelitdeckel dicht verschlossen, der die drei inneren Zylinder mittels durchgeschraubter Stangen hielt. An diese Stangen wurde ein Schalter angeschlossen, der es ermöglichte, die drei inneren Zylinder miteinander zu verbinden oder die abwechselnden Zylinder zu Paaren zu vereinigen und auf diese Weise einen maximalen und minimalen Kapazitätswert herzustellen, der die Ausschaltung der äußeren Zuführungskapazität gestattete[1]).

Die Korrektur für die Stangen- und Schalterkapazität wurde durch Messung der Kapazität mit reinem Benzol und Luft gewonnen. Die Luftkapazität des Kondensators war bei der Maximum- bzw. Minimumeinstellung 150 $\mu\mu F$ bzw. 50 $\mu\mu F$. Alle Messingteile des Kondensators waren vergoldet. Der Flüssigkeitsinhalt des Kondensators betrug 155 cm^3 trotz der großen Dimensionen (130 mm Höhe × 57,2 mm Durchmesser) des äußeren Zylinders; dies wurde erreicht durch Schließung der beiden Enden des inneren Zylinders (100 mm Höhe, 37,8 mm Durchmesser). Die Dichtebestimmungen wurden in enghalsigen Pyknometern von 155 cm^3 ausgeführt.

Der Meßkondensator war ein Präzisionskondensator der General Radio Company mit einer Kapazität von 500 $\mu\mu F$ mit einer Skala von 2500 Unterteilungen, ablesbar auf 0,2 Skalenteilen. Dieser Kondensator wurde mittels der Stufenmethode in 48 Punkten geeicht und die Korrekturkurve aufgezeichnet.

Die Messungen wurden in einem auf 30 ± 0,01° gehaltenen Thermostaten ausgeführt. Wasser dieses Thermostats wurde durch das auf konstante Temperatur gehaltene Prisma eines Pulfrich-Refraktometers gepumpt, das zur Bestimmung des Brechungsindex der Benzollösungen nach Messung ihrer *DK* diente.

Herstellung und Reinigung der Substanzen.

Benzol. Kahlbaums Benzol wurde über P_2O_5 getrocknet und fraktioniert destilliert. Praktisch destillierte das ganze Benzol innerhalb 0,01°. Diese Fraktion wurde fraktioniert kristallisiert, bis eine Fraktion erzielt wurde, deren Gefrierpunkt sich bei wiederholten Kristallisationen nicht mehr erhöhte. Das innerhalb 0,02° ausfrierende Benzol dieser Maximumtemperatur wurde verwandt und über *Na* aufbewahrt. Bei Bedarf wurde das Benzol mehrere Stunden lang über *Na* abgezogen und dann destilliert. B.P. 80,05° $n^{30} \cdot 1{,}49486$ $d^{30} = 0{,}86840$.

Dichlorpropylen. Es wurde aus Trichloriso-propyl-Alkohol (Isopral) hergestellt nach von Wohl und Roth[1]).

Dichlor-iso-butylen. Es wurde nach der Methode von Jocitsch[2]) hergestellt.

Trichloräthylen. Es wurde von der Eastman Kodak-Company bezogen; es enthielt etwas Phosgen, wurde mit K_2CO_3-Lösung und dann mit destilliertem Wasser geschüttelt. Die Flüssigkeit wurde über K_2CO_3 und $CaCl_2$ getrocknet und in einer Widmer-Destille unter getrocknetem CO_2 fraktioniert.

Ergebnisse.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle II wiedergegeben. Es bedeuten: f_2 = Molenbruch der gelösten Substanz; $d_{4^\circ}^{30^\circ}$ = Dichte bei 30°; $\varepsilon = DK$; P_2 = totale Polarisation der gelösten Substanz; n_D = Brechungsindex für die *Na*—*D*-Linie; R_2 = Molekularrefraktion der gelösten Substanz für die betreffende Konzentration; R_2^1 = Molekularrefraktion aus den Atomrefraktionen berechnet; P_0 = Orientierungspolarisation; μ = Dipolmoment. Die *DK* des Benzols bei 30° C wurde mit 2,2627 angenommen gemäß dem Wert von $\varepsilon = 2{,}2725$ bei 25° und dem zugehörigen Temperaturkoeffizienten von Oliver und Hartshorn[3]).

Eines dieser drei hier gemessenen Äthylenderivate zeigt eine große Abweichung von dem aus den Gruppenmomenten berechneten Werte. Das beobachtete Moment ($\mu = 0{,}94$) dieser Verbindung, Trichloräthylen, ist sehr viel kleiner

1) Vgl. Williams, Fortschritte chem. Physik u. physik. Chem. **20**, 267, 1930, der mit einer ähnlichen Methode arbeitete, dabei aber einen Drehkondensator verwendete, um durch variable Kapazität die Kapazität der Zuführungen zu eliminieren.

1) Ber. Ch. G. **40**, 212, 1907. 1/4 Mol. Isopral wurde in 33 cm^3 Eisessig und 20 cm^3 Wasser gelöst. Der Lösung wurden in kaltem Zustande 14 g Zinkstaub zugefügt und das Ganze dann mit 200 cm^3 Wasser verdünnt. Das entstehende Öl wurde ausgesondert, mit einer verdünnten K_2CO_3-Lösung behandelt, über $CaCl_2$ getrocknet und in einem Widmer-Destillierapparat, durch den getrocknetes N_2 geleitet wurde, fraktioniert. 16 g Dichlorpropylen wurden so gewonnen. B. P. 77,15—77,35°.

2) 40 g Trichlor-tertiär-butyl-Alkohol wurden in 130 g 70prozentigem Alkohol gelöst. Die Lösung wurde während fünf Stunden mit Zinkstaub im Rückflußkühlerkolben erwärmt, dann mit Wasser verdünnt und das ausgeschiedene Öl über $CaCl_2$ getrocknet und in einer Widmer-Destille unter N_2 fraktioniert. So wurden aus 400 g Alkohol 11 g Substanz erhalten. B. P. 108,7—109,0°.

3) Oliver u. Hartshorn, Proc. Roy. Soc. (A) **123**, 664, 1929.

Tabelle II.

Dichlorpropylen.

f_2	d	ε	P_2	n_D	R_2
0,0000	0,86835	2,2627	—	1,40504	—
0,0062073	0,87027	2,2869	85,9	1,40451	25,0
0,0092034	0,87112	2,2986	86,1	1,40435	25,3
0,014995	0,87289	2,3213	85,8	1,40393	25,1
0,021112	0,87470	2,3447	85,3	1,40353	25,1

$P_2^\infty = 86,3$, $R_2' = 25,3$, R_2 (Mittel) $= 25,1$,
$P_0 = 61,0$, $\mu = 1,73 \cdot 10^{-18}$

Dichlor-iso-butylen.

0,00000	0,87836	2,2627	—	1,40491	—
0,0053820	0,87002	2,2915	112,1	1,40454	29,2
0,0090703	0,87122	2,3116	112,2	1,40431	29,4
0,014132	0,87271	2,3390	112,2	1,40401	29,7
0,018890	0,87411	2,3646	111,8	1,40373	29,8

$P_2^\infty = 112,2$, $R_2' = 29,9$, R_2 (Mittel) $= 29,5$
$P_0 = 82,3$, $\mu = 2,01 \cdot 10^{-18}$

Trichloräthylen.

0,0000	0,86842	2,2627	—	1,40491	—
0,0039771	0,87071	2,2665	40,6	1,40467	(3,9)
0,0078401	0,87286	2,2712	43,4	1,40461	25,0
0,012787	0,87565	2,2764	43,2	1,40433	24,8
0,018144	0,87879	2,2828	43,6	1,40415	24,8
0,025191	0,88275	2,2900	43,3	1,40393	25,1
0,048440	0,89606	2,3139	42,8	1,40325	25,3

$P_2^\infty = 43,5$, $R_2' = 25,6$, R_2 (Mittel) $= 25,0$
$P_0 = 17,9$, $\mu = 0,94 \cdot 10^{-18}$

als das auf Grund der Annahme errechnete ($\mu_{ber.} = 1,56$), daß das C—Cl-Moment 1,56 beträgt[1]), und daß das Moment $= C$—H Null ist. Im Falle des 1,1 Dichlor—2—Methyl-Äthylen ($Cl_2C = CHCH_3$) ist die Differenz zwischen dem beobachteten (1,73) und dem errechneten (2,06) Moment geringer, und sie ist noch geringer für 1,1 Dichlor- 2,2 Dimethyl-Äthylen ($Cl_2C = C(CH_3)_2$)—($\mu_{beob.} = 2,00$; $\mu_{ber.} = 2,26$).

In diesen drei Verbindungen wurden die größten Abweichungen zwischen den beobachteten und errechneten Momenten wiederum in jenen beiden Verbindungen mit einer $= C$—H-Gruppe gefunden. Es ist daher wahrscheinlich, daß die Annahme des Momentes 0 für die $= C$—H-Gruppe unrichtig ist.

Da das Vorhandensein einer ungesättigten Bindung im Benzolring das C—H-Moment von 0,4, wie in den gesättigten aliphatischen Verbindungen, auf Null reduziert, so scheint es auch wohl möglich, daß der noch stärker ungesättigte Charakter der eigentlichen Doppelbindung sogar einen negativen Wert für das Moment der C—H-Gruppen erzeugt; nach einfachen elektrostatischen Betrachtungen würde dies als nicht unmöglich erscheinen. Im Falle der gesättigten aliphatischen Verbindungen ist das Elektronenpaar zwischen Proton und C-Atom näher dem C-Atom, wodurch ein Dipolmoment resultiert, dessen positives Ende nach dem Proton gerichtet ist, und dessen Wert 9,3 beträgt. Die Anwesenheit eines weiteren nicht gemeinsamen Elektrons pro C-Atom im Benzolring (mit dem sich ergebenden bekannten ungesättigten Charakter des Benzolringes) stößt anscheinend das Elektronenpaar zwischen C- und H-Atom zurück und reduziert das C—H-Moment auf Null. In den Äthylenderivaten sind zwei weitere Elektronen zwischen den beiden C-Atomen vorhanden, die die Neigung haben, das Paar zwischen Proton und C-Atom noch weiter abzustoßen, wodurch sich ein Dipol von entgegengesetzter Richtung ergibt.

Um die Größe dieses Dipols zu berechnen, ist es wünschenswert, von einer Verbindung auszugehen, die nur H-Atome an dem einen der beiden C-Atome der Doppelbindung und an den anderen nur Gruppen von bekanntem Vektormoment enthält[1]).

Die geeignetste Verbindung für die Berechnung des $= C$—H-Moments ist asymmetrisches Dichloräthylen, $CCl_2 = CH_2$, dessen Moment $\mu = 1,18$ ist[2]). Es wird angenommen, daß das Moment der C—Cl-Gruppe $\mu = 1,56$ ist, wie im Chlorbenzol, und daß die beiden C—Cl-Vektoren in Tetraederwinkeln von 109° 28′ stehen. Von der Resultierenden (1,80) dieser beiden C—Cl-Momente wird das Moment der Verbindung, 1,18, abgezogen, da diese Resultierende unserer Annahme nach dem $= C$—H-Vektor entgegengesetzt gerichtet ist. Der Wert der auf diese Weise gefundenen Resultierenden der $= C$—H-Vektoren ist 0,62. Hieraus errechnet ist der Wert für eine einzelne $= C$—H-Bindung zu 0,54. Es ist wahrscheinlich, daß dieser Wert etwas zu groß ist, da eine leichte Spreizung des normalen Valenzwinkels zwischen den beiden C—Cl-Vektoren möglich ist, was eine Verringerung ihrer Resultierenden und folglich auch eine Verringerung der Resultierenden der beiden $= C$—H-

1) Dies stützt sich auf den Wert $\mu = 1,56$ für Chlorbenzol, den Durchschnitt der besten neueren Werte nach der Zusammenstellung von Smyth, „Dielectric Constant and Molecular Structure" (New York, Chem. Cat. Co., 1931, S. 203). Dies ist auch der Wert, der in unserem Laboratorium unter Verwendung von sorgfältigst gereinigtem Chlorbenzol in Benzol gefunden wurde.

1) In anderen Fällen besteht die Möglichkeit sekundärer Polarisationseffekte, die die Gruppenmomente verändern können. So ist z. B. das Moment der C—Cl-Gruppe kleiner, wenn ein oder mehrere Protonen ebenfalls an dasselbe C-Atom gebunden sind. Für diesen Polarisationseffekt s. Gross, Physik. Zeitschr. **32**, 587, 1931.

2) J. Errera, l. c.

Vektoren hervorrufen würde[1]). Der abgerundete kleinere Wert von 0,5 wird daher für das $=C-H$-Moment als korrekt angenommen, wobei sein positives Ende nach dem *C*-Atom gerichtet sei. Eine solche Annahme ist natürlich unabhängig von jeder Erklärung, die zu ihren Gunsten abgegeben werden könnte (wie z. B. diejenige einer Abstoßung durch die Elektronen der Doppelbindung), und ihre Nützlichkeit bei Momentberechnungen von Molekülen hängt nur von ihrer Eignung zu einer korrekten Berechnung dieser Momente ab.

In Tabelle III sind der Vollständigkeit halber alle ungesättigten Verbindungen zusammengestellt, deren Dipolmomente gemessen wurden, mit Ausnahme solcher mit drehbaren Gruppen, deren Gesamtmoment deswegen nicht aus der Geometrie des *C*-Atoms allein berechnet werden kann[2]).

Auch sind der Kürze halber einige transhalogene Isomeren mit dem Momente o weggelassen worden; nur die *trans*-1,2 Dichlor- und Dibrom-Äthylen-Verbindungen sind mit aufgenommen worden zur Illustration der von Errera gemessenen Serien[1]). In Kolonne 4 sind die Werte der Momente auf Grund der früheren Annahme, nämlich daß das $=C-H$-Gruppenmoment Null ist, berechnet. In Kolonne 5 sind die Werte auf Grund der hier vorgeschlagenen Annahme berechnet, daß dieses Moment 0,5 beträgt und sein positives Ende nach dem *C*-Atom hin gerichtet ist statt nach dem *H*-Atom, wie in aliphatischen Verbindungen. Die folgenden Gruppenmomente liegen beiden Berechnungen zugrunde: $C-C_6H_5$: $\mu = 0$; $C-Cl$: $\mu = 1{,}56$; $C-Br$: $\mu = 1{,}50$; $C-NO_2$: $\mu = 4{,}0$[2]). Die Verbindungen sind in drei Hauptgruppen zusammengefaßt, und zwar erstens solche, die an einem oder beiden der *C*-Atome der Doppelbindung *H*-Atome haben ($=C-H$), zweitens solche, die eine $\equiv C-H$-Gruppe enthalten, und drittens solche, die in keiner dieser beiden anderen Abteilungen enthalten sind.

Man sieht ohne weiteres, daß für die erste Gruppe die unter $\mu'_{ber.}$ aufgeführten berechneten Werte viel besser mit den experimentell gefundenen übereinstimmen als die unter $\mu_{ber.}$ aufgeführten, und zwar nur mit Ausnahme einer einzigen Substanz, nämlich des *p*-Bromdiphenylvinylbromids. – In diesem Falle scheint allerdings die Richtigkeit des experimentellen Wertes fraglich, da er beträchtlich höher liegt als der Wert für das entsprechende Chlorderivat, *p*-Chlordiphenylvinylbromid, während doch in allen anderen analogen Fällen das Bromderivat ein kleineres Moment hat. – Ferner sind die Differenzen zwischen den beobachteten Werten und den mit $\mu_{ber.}$ bezeichneten in einer beträchtlichen Anzahl von Fällen sehr groß, und zwar um eine Einheit oder mehr, während der größte Unterschied zwischen den beobachteten und den $\mu'_{ber.}$-Werten 0,55 im Falle von *cis*-1,2 Dijodäthylen beträgt, und in allen anderen Fällen mit Ausnahme von zweien (bei denen der Unterschied 0,28 und 0,37 beträgt) sind die Unterschiede kleiner als 0,2. Es folgt daraus, daß der Wert von ungefähr 0,50 für die $=C-H$-Gruppe wahrscheinlich der richtige ist.

Wenn die Erklärung für die Entstehung dieses Momentes, wie sie oben angedeutet wurde, richtig ist, so müßte man diesen Effekt sogar in noch stärkerem Maße bei Azetylenverbindungen

1) Es ist jedoch unwahrscheinlich, daß eine solche Spreizung des Valenzwinkels überhaupt groß ist, da man nicht weiß, ob zwei *Cl*-Atome an einem *C*-Atom für sich allein sich merkbar abstoßen. Wie früher gezeigt wurde (Gross, Physik. Zeitschr. **32**, 587, 1931), wird eine solche Spreizung des normalen Valenzwinkels lediglich durch die Gegenwart von *H*-Atomen an dem *C*-Atom mit den *Cl*-Atomen hervorgerufen, indem die *H*-Atome wahrscheinlich eine Polarisationswirkung auf die Elektronenwolke der *Cl*-Atome ausüben. Für eine andere Erklärung des niedrigen Moments dieser Verbindung vgl. Bergmann, Engel u. Meyer (Ber. **65**, 447, 1932), die annehmen, daß dies durch eine Erweiterung des normalen Valenzwinkels bis zu 133° bedingt wird, was, wie die Autoren feststellen, derselbe Winkel ist, der von Debye aus Röntgen-Interferenzmessungen errechnet wurde. In diesem Zusammenhang muß jedoch darauf hingewiesen werden, daß der aus den korrigierten Interferenzmessungen von Bewilogua errechnete Winkel (Physik. Zeitschr. **32**, 265, 1931) 124° ± 6° betrug, und daß weiterhin diese Messungen sich nicht auf die in Frage stehende Verbindung ($Cl_2C{=}CH_2$) bezogen, sondern auf Dichlormethan (Cl_2H_2C). Diese letztere Verbindung sollte aber nach dem oben Gesagten die erwähnte Polarisationserscheinung zeigen, während dies bei dem 1,1 Dichloräthylen nicht der Fall sein sollte.

2) Aus der beschränkten Anzahl dieser Fälle ist einer besonders zu erwähnen, nämlich der von Äthyläthylen $CH_3CH_2CH{=}CH_2$. Obgleich diese Verbindung eine drehbare Gruppe (die C_2H_5-Gruppe) enthält, würde sie nach den gewöhnlichen Anschauungen trotz dieser Rotation den gleichen Wert haben wie die CH_3-Gruppe ($\mu = 0{,}4$). Dann würde sich aber für das ganze Molekül unter den in dieser Arbeit vorgeschlagenen Annahmen ein Wert von $\mu = 0{,}9$ ergeben, während der beobachtete Wert $\mu = 0{,}37$ ist (Smyth u. Zahn, Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 2501, 1925). Dieser Fall würde daher zugunsten der früheren Berechnungsmethode sprechen, die einen Wert von $\mu = 0{,}4$ für das Moment ergibt. Infolge des möglichen Einflusses der Doppelbindung auf das Moment sogar fester Methylgruppen (s. später) ziehen wir es jedoch vor, diese Verbindung nicht in unsere Liste aufzunehmen, die nur solche Verbindungen enthält, die ihre Momente durch Rotation nicht verändern können.

1) Errera, Physik. Zeitschr. **27**, 764, 1926.

2) Das Mittel von Williams Werten (Physik. Zeitschr. **29**, 174, 1928) ist $\mu = 3{,}70$ und das von Bergmann, Engel u. Sandor (Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **10**, 397, 1930) $\mu = 4{,}08$.

Tabelle III.

Verbindung		$\mu_{beob.}$ 10^{18}	$\mu_{ber.}$ 10^{18}	$\mu'_{ber.}$ 10^{18}
Äthylen	$H_2C = CH_2$	0[7]	0	0
1,1 Dichloräthylen	$Cl_2C = CH_2$	1,18[4]	1,80	1,22
1,1 Di-*p*-chlorphenyläthylen	$(ClC_6H_4)_2C = CH_2$	1,39[1]	1,80	1,22
Phenyläthylen	$(C_6H_5)HC = CH_2$	0 (>0,4)[9]	0	0,5
1,1 Diphenyläthylen	$(C_6H_5)_2C = CH_2$	0,5[8]	0	0,58
1,1,2 Triphenyläthylen	$(C_6H_5)_2C = CH(C_6H_5)$	0,6[8]	0	0,5
1,2 Diphenyläthylen (*trans*)	$(C_6H_5)HC = CH(C_6H_5)$	0[8]	0	0
1,2 Dichloräthylen (*trans*)	$ClHC = CHCl$	0[4]	0	0
1,2 Dibromäthylen (*trans*)	$BrHC = CHBr$	0[4]	0	0
1,2 Dichloräthylen (*cis*)	$ClHC = CHCl$	1,74[6]	2,55	1,73
1,2 Dibromäthylen (*cis*)	$BrHC = CHBr$	1,35[4]	2,45	1,63
1,2 Dijodäthylen (*cis*)	$JHC = CHJ$	0,76[4]	2,12	1,31
1 Chlor- 2 Bromäthylen (*cis*)	$ClHC = CHBr$	1,55[4]	2,50	1,69
1 Chlor- 2 Iodäthylen (*cis*)	$ClHC = CHJ$	1,27[5]	2,29	1,52
1,1,2 Trichloräthylen	$Cl_2C = CHCl$	0,94	1,56	1,06
1,1 Dichlor- 2 Methyläthylen	$Cl_2C = CHCH_3$	1,73	2,06	1,89
1,1 Diphenyl- 2 Bromäthylen	$(C_6H_5)_2C = CHBr$	1,51[1]	1,50	1,41
1,*p*-Chlorphenyl- 1 Phenyl- 2 Bromäthylen (*cis*)	$(ClC_6H_4)(C_6H_5)C = CHBr$	2,27[1]	2,50	2,10
1,*p*-Bromphenyl- 1 Phenyl- 2 Bromäthylen (*cis*)	$(BrC_6H_4)(C_6H_5)C = CHBr$	2,43[1]	2,45	2,06
1,*p*-Bromphenyl- 1 Phenyl- 2 Bromäthylen (*trans*)	$(BrC_6H_4)(C_6H_5)C = CHBr$	(1,22)[1]	0	0,5
Phenylacetylen	$C_6H_5C \equiv CH$	0,66[2] 0,83[8]	0	>0,5
Diphenylacetylen	$C_6H_5C \equiv CC_6H_5$	0[2a]	0	0
Tetrachloräthylen	$Cl_2C = CCl_2$	0[2]	0	0
1,1 Dichlor- 2,2 Diphenyläthylen	$Cl_2C = C(C_6H_5)_2$	1,79[1]	1,80	1,80
1,1 Dibrom- 2,2 Diphenyläthylen	$Br_2C = C(C_6H_5)_2$	1,62[1]	1,73	1,73
Tetraphenyläthylen	$(C_6H_5)_2C = C(C_6H_5)_2$	0[8]	0	0
1,1 Dichlor- 2,2 Dimethyläthylen-	$Cl_2C = C(CH_3)_2$	2,00	2,26	2,26
1,1 Diphenyl- 2,2 Dinitroäthylen	$(C_6H_5)_2C = C(NO_2)_2$	5,49[1]	4,62	4,62

1) Bergmann, Engel u. Meyer, Ber. **65**, 446, 1932.

2) Bergmann u. Tschundnowsky, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **17**, 117, 1932.

2a) W. Schütz, unveröffentlichte Arbeit, von Bergmann u. Tschundnowsky angeführt (l. c.). Smyth u. Dornte (Journ. Amer. Chem. Soc. **53**, 1300, 1931) geben $\mu = 1{,}12$, aber, wie Bergmann u. Tschundnowsky in der Fußnote S. 117 bemerken, scheint dies falsch zu sein.

3) Bretscher, Physik. Zeitschr. **32**, 765, 1931.

4) Errera, Physik. Zeitschr. **27**, 764, 1926.

5) Errera, Physik. Zeitschr. **29**, 689, 1928.

6) Müller u. Sack, Physik. Zeitschr. **31**, 815 1930.

7) Smyth u. Zahn, Journ. Amer. Chem. Soc. **47**, 2501, 1925.

8) Smyth u. Dornte, Journ. Amer. Chem. Soc. **53**, 1296, 1931.

9) Smyth u. Dornte, ibid. Es besteht anscheinend Zweifel, ob diese Verbindung ein Nullmoment oder ein endliches Moment von ungefähr 0,3–0,4 hat. Obgleich die Verfasser in ihrer Zusammenfassung S. 1300 diesen Wert als $\mu = 0$ angeben, stellen sie auf S. 1298 fest: „Es scheint wahrscheinlich, daß diese letztere Substanz (Phenyläthylen) ein kleines Moment haben kann."

erwarten, die eine dreifache Bindung mit sechs Elektronen zwischen den *C*-Atomen haben, und die dadurch eine noch größere Wirkung auf das Elektronenpaar zwischen den *H*- und den *C*-Atomen ausüben sollten. Diese Interpretation wird gestützt durch die Tatsache, daß Phenylazetylen ein Moment von $\mu = 0{,}66$ oder 0,83 hat. Dieser Wert ist so groß, daß sich schwer irgendein anderer Grund dafür angeben läßt[1]).

Die Wirkung der doppelten oder dreifachen Bindung auf die *C*—*H*-Bindung ist jedoch nicht die einzige, die bei einer genauen Berechnung des Gesamtmomentes von ungesättigten Verbindungen in Betracht gezogen werden muß. Dies wird ersichtlich bei einer Prüfung der dritten Gruppe der Substanzen in Tabelle III, die die $=C—H$-Gruppen nicht enthalten. Hier finden wir deutliche Differenzen zwischen den berechneten und beobachteten Werten für die Nitro- und Methylgruppe enthaltenden Verbindungen, die eine ähnliche Wirkung der Doppelbindung auf diese Gruppenmomente anzeigen und die im Falle der Nitrogruppe recht groß ist. Es ist möglich, die Momente ungesättigter Verbindungen mit einer Methylgruppe in guter Übereinstimmung zu berechnen unter der

1) Vgl. in diesem Zusammenhange die Diskussion von Smyth u. Dornte, Journ. Amer. Chem. Soc. **53**, 1302, 1931.

Annahme eines reduzierten Momentes für die $=C-CH_3$-Gruppe von annähernd $\mu = 0{,}2$ anstatt 0,4, mit seinem positiven Ende nach dem Methylradikal gerichtet. Das zur Prüfung dieser Annahme geeignete Experimentalmaterial ist jedoch gegenwärtig noch zu klein, um sie sicherzustellen.

Dieser Einfluß der Doppelbindung auf die $C-H$-Gruppe wird allgemeiner Natur sein und sich auch bei anderen Doppelbindungen zeigen, wie z. B. bei der $C=O$- und der $C=N$-Bindung. Darauf scheint hinzuweisen, daß Benzophenon ($C_6H_5-CO-C_6H_5$) ein höheres Moment hat ($\mu = 2{,}95$)[1] als Benzaldehyd ($\mu = 2{,}75$)[2]. Nach der gewöhnlichen Auffassung würde das $C-H$-Moment der Aldehydgruppe mit einem Wert von $\mu = 0{,}4$ das Moment der $C=O$-Gruppe ($\mu = 2{,}95$) (berechnet aus Benzophenon mit dem Moment 0 für die Phenylgruppe) auf 2,2 erhöhen. Wenn man annimmt, daß das $C-H$-Moment Null ist, wie in aromatischen Verbindungen, so würde sich derselbe Wert wie für Benzophenon ergeben. Wenn jedoch das Moment von $C-H$ zu ca. 0,5 und mit seinem positiven Ende nach dem C-Atom gerichtet angenommen wird, so würde ein Moment von annähernd $\mu = 2{,}70$ resultieren, was in der richtigen Richtung liegt, da das beobachtete Moment von Benzaldehyd $\mu = 2{,}75$ ist. Auf Grund der beiden anderen Annahmen für das $C-H$-Moment würde jedoch entweder ein Wert von $\mu = 2{,}95$ oder 3,20 errechnet werden. Es muß jedoch erst weiteres experimentelles Material über Momente von Aldehyden oder anderen Verbindungen, in denen ein H-Atom an ein $C=$ gebunden ist, gesammelt werden, ehe die Verallgemeinerung des für die $C=C$-Bindung gefundenen Effektes sichergestellt werden kann.

1) Wolf, Physik. Zeitschr. **31**, 227, 1930.
2) Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 683, 1928.

Durham (USA.), Chem. Lab. Duke University; Lynchburg (USA.), Randolph Macon Woman's College.

(Eingegangen 25. Juli 1932.)

Beeinflussung der inneren Reibung von O_2 durch ein Magnetfeld.

Von H. Engelhardt und H. Sack[1].

1. Bei Messungen der Wärmeleitung in den paramagnetischen Gasen O_2 und NO fand Senftleben[2] eine Verringerung des Wärmeleitungskoeffizienten bei Anlegen eines Magnetfeldes, allerdings nur bei richtig gewähltem Gasdruck. Dabei lag das Feld senkrecht zum Wärmestrom. Diamagnetische Gase zeigten keine Beeinflussung. Denkt man sich diese Änderung durch eine Beeinflussung der freien Weglänge verursacht, was wohl das Nächstliegende sein dürfte, so sollte man erwarten, eine ganz analoge Veränderung der innern Reibung der gleichen Gase zu finden. In der vorliegenden Arbeit sollen die vorläufigen Ergebnisse solcher Messungen mitgeteilt werden, die das Vorhandensein dieses erwarteten Effektes zeigen.

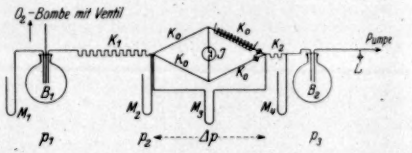

Fig. 1.

2. Für unsere Zwecke genügte die Messung der relativen Änderung der innern Reibung. Als Methode wurde eine Strömungsmethode gewählt, indem die relative Änderung des hydraulischen Widerstandes einer Kapillaren bei Anlegen eines Feldes gemessen wurde. Um diese kleinen Widerstandsänderungen (von der Größenordnung einiger Promille) zu messen, verwandten wir eine der elektrischen Wheatstoneschen Brücke[3] nachgebildete Apparatur, die in Fig. 1 schematisch wiedergegeben ist.

B_1 ist ein Glasballon, an dem mittels Reduzierventils die Gasbombe angeschlossen ist und der auf konstantem Druck p_1 (etwa Atmosphäre $\pm$ 1 mm Hg) gehalten wird. M_1 ist das dazugehörige Kontroll-Hg-Manometer. Kleine Schwankungen des Druckes ($\pm$ 1 Proz.) sind für die hier wiedergegebenen vorläufigen Messungen,

1) Erweiterter Bericht eines Vortrags anläßlich der 14. Tagung des Gauvereins Thüringen-Sachsen-Schlesien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 9. und 10. Januar 1932 in Leipzig.
2) H. Senftleben, Physik. Zeitschr. 31, 822, 961, 1930; **32**, 550, 1931; **33**, 117, 1932.
3) Schon früher wurde eine „Wheatstonesche Brücke" zu Viskositätsmessungen benutzt, allerdings nicht in einer so empfindlichen Form; vgl. M. Brillouin, Leçons sur la Viscosité; Paris 1907; II, S. 51.

wie das in der Natur der Methode liegt, nicht von Einfluß. B_2 ist ein weiterer Glasballon, der an einer Öl-Vakuumpumpe liegt. Durch den Lufthahn L läßt sich jeder beliebige Druck p_3 in diesem Kolben herstellen, der mit dem Hg-Manometer M_4 gemessen wird. Zwischen diesen beiden Kolben liegt die eigentliche Brücke, bestehend aus 4 gleichen Kapillaren K_0, deren eine in einer Spule steht. Das erzeugte Magnetfeld liegt demnach parallel dem Gasstrom. Anfang und Ende der Brücke sind durch ein Petrol-Manometer M_3 verbunden, das zur Messung des Druckabfalles Δp in der Brücke dient. M_2, ein Hg-Manometer, mißt den eigentlichen „Meß"-Druck p_2, d. h. den absoluten Druck, unter dem sich das Gas in den Kapillaren befindet. Vor und nach der Brücke befinden sich noch geeignete Kapillaren K_1 und K_2, die dazu dienen, den richtigen Druck, p_2 und das richtige Druckgefälle Δp zu erzeugen. Da der Effekt vom absoluten Druck abhängig ist, darf Δp nicht zu groß sein. Es schwankte in den vorliegenden Messungen zwischen 0,8 und 30 mm Hg, so daß längs der eigentlichen Meßkapillare Druckdifferenzen bis höchstens 15 mm Hg auftraten. Der Widerstand der Kapillaren selber durfte nicht zu klein sein, damit die Strömungsgeschwindigkeit weit unterhalb der kritischen blieb, die Strömung also immer laminar war, und auch die kinetischen Energieverluste vernachlässigt werden konnten. In den Brückenzweigen waren noch weitgebohrte Hähne, die zur genauen Einstellung der Brücke dienten.

3. Als Instrument mußte bei den vorliegenden Verhältnissen ein möglichst empfindliches verwendet werden. Am besten bewährte sich ein Heisses[1]) Manometer, in der Form, wie es auch Lehrer[2]) verwandt hat (Drehung eines kleinen Spiegels, der von einer Düse angeblasen wird). Unser Instrument war dem von Lehrer vollständig analog und nur in den Dimensionen und einigen Nebensachen geändert. Die Empfindlichkeit betrug bei den meisten Messungen etwa $5 \cdot 10^{-4}$ mm Hg pro mm Skala. Die Nullpunktschwankungen konnten trotz sorgfältiger Wärmeisolierung der ganzen Apparatur nicht unter $\pm 0{,}5$ Skalenteile gesenkt werden.

Die Brücke wurde der Einfachheit halber nicht, wie es im elektrischen Falle üblich ist, als Nullmethode benutzt (obwohl dies auch möglich ist)[3]), sondern es wurde der „Strom" nach Einschalten des Magnetfeldes gemessen, nachdem die Brücke ohne Magnetfeld auf „Strom 0" eingestellt worden war; das Instrument muß dann entsprechend geeicht werden. Die Eichung geschah so, daß 2 große Glaskolben zuerst bei gleicher Temperatur direkt miteinander verbunden waren und auf einen bestimmten Druck p gebracht wurden; dann wurde diese Verbindung geschlossen und eine über eine Vorschaltkapillare und Instrument in Reihe geöffnet und nun der eine Kolben langsam abgekühlt. Mit einem Petrolmanometer wurde die so entstehende Druckdifferenz Δp_e zwischen den beiden Kolben gemessen. Aus der Kenntnis der Widerstände der Kapillaren und des Instrumentes konnte dann die Empfindlichkeit des Instrumentes berechnet werden. Da sich der Widerstand des Instrumentes im Vergleich zu dem der Kapillare schlecht berechnen läßt, wurde er in der Eichapparatur direkt durch Vorschalten verschiedener bekannter Kapillaren bestimmt. Die Eichungen wurden bei verschiedenem Drucke ausgeführt. Fig. 2 gibt die Ergebnisse bei 5 verschiedenen Drucken mit O_2 wieder. Wie zu erwarten, ist der Ausschlag (wenigstens in dem benutzten Bereich) Δp_e proportional und vom Druck unabhängig.

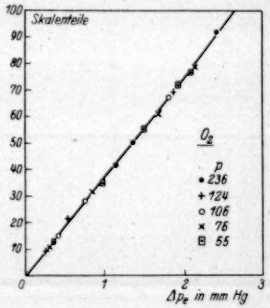

Fig. 2.

Bei der Berechnung des Effektes aus dem gemessenen Ausschlag („Strom") kann man die Formeln der Elektrizität nicht ohne weiteres übertragen, da man die Dichteänderung des Gases mit Variation des Druckes mit berücksichtigen muß. Im vorliegenden Falle sind jedoch die Druckabfälle so klein gegenüber den absoluten Drucken, daß innerhalb der durch die Ablese- und Widerstandsberechnungsgenauigkeit bedingten Fehler diese Korrekturen kaum eine Rolle spielen, also die gewöhnlichen Formeln der Wheatstoneschen Brücke verwendet werden können.

Bei Berücksichtigung aller durch Vernachlässigungen, Nullpunktsschwankungen etc. erzeugter Unsicherheiten kann den vorläufigen Resultaten eine Genauigkeit von 5—10 Proz. der relativen

1) L. Heis, Physik. Zeitschr. **25**, 326, 1924.
2) E. Lehrer, Ann. d. Phys. **81**, 229, 1926.
3) Eine solche Anordnung soll zu Kontrollmessungen Verwendung finden.

Änderung der Zähigkeit, $\frac{\Delta\eta}{\eta}$, zugeschrieben werden.

4. Einige Resultate für O_2 sind in den Fig. 3 und 4 wiedergegeben; Fig. 3 entstammt Messungen bei 110 mm *Hg*, Fig. 4 solchen bei 64 mm *Hg*.

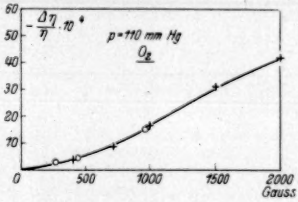

Fig. 3.

Bei höheren Drucken werden die Effekte immer kleiner, z. B. ist $-\frac{\Delta\eta}{\eta}$ für 268 mm *Hg* und 2000 Gauß nur noch $14 \cdot 10^{-4}$; bei ca. 600 mm Druck war ein Effekt nicht mehr nachweisbar. Der Effekt entspricht einer Verringerung der Zähigkeit, ist also ganz analog dem Befund von Senftleben bei Messung der Wärmeleitung. Auch Verlauf und Größenordnung des Effektes sind ganz ähnlich. Ob in unseren Versuchen allerdings eine so ausgesprochene Sättigung mit wachsender Feldstärke zu finden ist, scheint uns fraglich. Die Punkte bei größter Feldstärke sind mit Vorbehalt wiederzugeben: die Magnetspule erwärmt sich bei diesen Feldstärken sehr rasch und kann vielleicht die Kapillare beeinflussen, wodurch die Punkte etwas zu tief zu liegen kämen; doch kann nach unseren Erfahrungen dieser Einfluß nicht groß sein. Messungen mit noch höheren Feldstärken (mit etwas anderer Anordnung) sind schon begonnen worden.

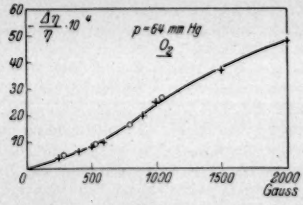

Fig. 4.

Die Messungen bei noch kleineren Drucken als 64 mm sind noch nicht sichergestellt, da hier infolge des kleinen Brückendruckabfalls die Genauigkeit mit dieser alten Anordnung noch klein war. Immerhin scheint der Effekt nicht mehr sehr stark zu steigen; dagegen wäre ein Wiederabfall möglich.

5. Um die Reproduzierbarkeit des Effektes zu demonstrieren, sei erwähnt, daß bei Feldstärken bis zu 1000 Gauß (keine Erwärmung der Spule) die Ausschläge bis zu 30 Minuten Dauer kontrolliert und konstant gefunden werden. Bei höheren Feldstärken setzt langsam eine Erwärmung und damit ein Abfallen des Ausschlags ein. In der folgenden Tabelle sind einige an drei verschiedenen und unter verschiedenen Umständen (aber immer mit denselben Kapillaren und Instrumentenkonstanten) gefundenen Ablesungen wiedergegeben (Skalenteile Ausschlag):

H (Gauß)	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
125	4	3.5	4	4	4	4	3	4
300	7	7	7	7.5	7	8	8	8
870	27	26	26	26	26	27	27	25

Die verschiedenen Tage sind durch Doppelstrich getrennt, VI und VII sind mit 50 Perioden Wechselstrom gemessen, alle übrigen mit Gleichstrom, wobei in Richtung wachsender und abnehmender Feldstärken wie auch mit Umpolen

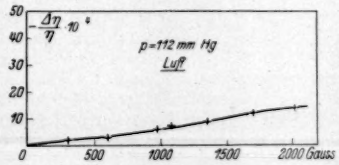

Fig. 5.

gemessen wurde. Alle Resultate sind untereinander in sehr guter Übereinstimmung.

Schließlich sind in Fig. 5 noch Messungen an Luft mitgeteilt: die Effekte sind bedeutend kleiner; für Stickstoff wurde bis 2000 Gauß überhaupt kein Einfluß des Magnetfeldes gefunden.

6. Um zu untersuchen, ob der Effekt vielleicht mit der Gleitung (die bei niedrigen Drucken und engen Kapillaren schon einige Prozente ausmachen kann) zusammenhängt, wurden noch Messungen mit anderen Kapillaren ausgeführt. In den oben wiedergegebenen Messungen betrug der Durchmesser der Kapillaren 0,06 cm, die Länge 17 cm. Die neuen Experimente wurden mit solchen von 0,03 cm Durchmesser und 8,5 cm Länge angestellt. Die Empfindlichkeit des Instrumentes wurde durch Ersetzen des Aufhängefadens durch einen dünneren (zuerst 4,5 μ, dann $\sim 2\,\mu$) gesteigert. Die Resultate sind in den Fig. 3 und 4 zu sehen, wo die Messungen mit den dickeren Kapillaren durch +, die mit den dünneren durch o dargestellt sind. Die Punkte fallen trotz der ganz verschiedenen Bedingungen

(vollständiger Umbau der Apparatur) zusammen. Es scheint demnach so zu sein, daß der Effekt einem Einfluß auf die Gleitung allein nicht zugeschrieben werden kann.

Auch Messungen im elektrischen Felde, die besonders in Hinsicht auf die letzte Arbeit von Senftleben[1]) von Interesse sein dürften, sind bereits in Angriff genommen worden.

Es möge nochmals erwähnt werden, daß es sich bei den hier mitgeteilten Resultaten aus den oben genannten Gründen um vorläufige handelt. Die korrigierten und genaueren Messungen sollen später in der Dissertation des einen von uns ausführlich besprochen werden.

Zusammenfassung.

Mit Hilfe einer „aerodynamischen Wheatstoneschen Brücke" wurde die Änderung der Viskosität von O_2, Luft und N_2 durch ein Magnetfeld im Bereich von 0–2000 Gauß und in Abhängigkeit vom Gasdruck untersucht. Bei O_2 wurde ein Effekt, bei Luft ein kleinerer, bei N_2 überhaupt keiner gefunden.

Zum Schluß möchten wir noch Herrn Prof. Dr. P. Debye für sein stetes, förderndes Interesse am Fortgange dieser Arbeit herzlichst danken.

1) l. c.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität Leipzig, Juli 1932.

(Eingegangen 12. August 1932.)

Einfluß der Feuchtigkeit und der Temperatur der Luft auf die Charakteristik der Entladung im Elektrofilter.

Von S. P. Żebrowski.

1. Entladung in der Luft und im Wasserdampf.

Die elektrische Entladung im Gase hängt wesentlich von den kleinsten Verunreinigungen ab. Großes praktisches Interesse stellt der Fall vor, wenn ein Zusatz des Wasserdampfes im Gase vorhanden ist. Die Untersuchungen von Natterer[1]), sodann Bouty[2]), Weichelt[3]), Frank[4]) und anderer zeigen, daß im Wasserdampf bei symmetrischen Elektroden und bei Atmosphärendruck die Anfangsspannung und Funkenspannung immer größer, als in der Luft sind. Dieses entspricht vollkommen den verschiedenen Größen der ionisierenden Spannungen für Wasserdampf und Luft. Im Falle unsymmetrischer Elektroden, wie es im Elektrofilter gewöhnlich der Fall ist, verläuft die Entladung komplizierter, denn es zeigt sich der Einfluß der Polarität.

1) K. Natterer, Wied. Ann. **38**, 663, 1889.
2) E. Bouty, C. R. **131**, 443, 1890.
3) E. Weichelt, Physik. Zeitschr. **32**, 182, 1931.
4) S. Frank, Zeitschr. f. Phys. **69**, 409, 1931.

2. Charakteristik der Entladung im Elektrofilter.

Im Elektrofilter befindet sich immer ein Gas, welches verschiedene Feuchtigkeit und verschiedene Temperatur haben kann. Während des Betriebes ergeben diese Faktoren einen starken Einfluß auf die Arbeit des Elektrofilters, in dem sie die Beanspruchung des Transformators stark vergrößern. Um die quantitative Abhängigkeit zwischen der Stromstärke, der Feuchtigkeit, Temperatur und Strömungsgeschwindigkeit der Luft im Filter zu finden, wurde eine Anordnung gebaut, die in Fig. 1 gezeigt ist.

Diese Anlage hat den Zweck die Arbeit mit staubfreier Luft zu ermöglichen. Alle ihre Teile sind mit Wärmeisolation bedeckt und mit Windung für elektrische Erwärmung versorgt, um die Kondensation des Wasserdampfs an den Wänden bei großen Werten der Feuchtigkeit zu verhindern. Ein Kompressor treibt mit ständiger Geschwindigkeit die Luft durch den Thermostaten im Elektrofilter A. Im Thermostaten geht die Luft, die vorher in der Röhre B erwärmt worden ist, durch eine Schicht gekochten Wassers. Die Feuchtigkeit der Luft wurde durch die Temperatur des Thermostaten reguliert. Diese Temperatur veränderte sich in den Grenzen von 16 bis 100° C. Um den Wert der Feuchtigkeit des Gases zu bestimmen, wurden zwei Methoden

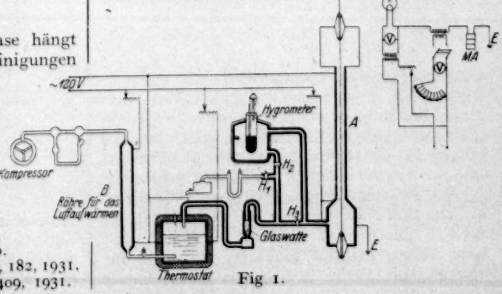

Fig. 1.

gewählt. Beide gaben einen Wert der absoluten Feuchtigkeit. Nach der ersten Methode wurde die Feuchtigkeit durch Abwägung der hygroskopischen Substanz $CaCl_2$ erhalten. Da die Messung der Feuchtigkeit auf diese Weise mit großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden ist, so wurde diese Methode nur zum Kontrollieren angewandt. Nach der zweiten Methode wurde die Messung mit Hilfe des Hygrometers von Regnot ausgeführt.

Richtige Resultate erhält man mit Hilfe des Hygrometers Regnot jedoch nur, wenn die Messungen in unbewegtem Gase ausgeführt werden. Im Hinblick darauf wurde die Anlage Fig. 1 auf folgende Weise verändert. Das Hygrometer befand sich in einem speziellen Gefäß, das parallel der Röhre, die zur Leitung des Gases zum Elektrofilter diente, geschaltet war. Das Gefäß war mit Wärmeisolation bedeckt, in der ein Fenster für die Beobachtung vorgesehen war. Alle Teile der Anlage bestanden aus Glas. Mit Hilfe der Hähne konnte man das Gas zuerst durch das Hygrometer durchlassen, sodann das letztere ausschließen und das Gas direkt zum Elektrofilter führen. Dadurch wurde die Möglichkeit erreicht die Feuchtigkeitsmessungen im unbewegten Gase auszuführen. Die Beobachtungen des Taupunktes wurden auf folgende Weise gemacht. Nachdem der Kompressor eingeschaltet und die notwendige Temperatur im Thermostaten und Elektrofilter festgestellt worden war, gelangte das Gas durch Ableitung des Hygrometers in den Elektrofilter. Sodann wurden die Hähne H_1 und H_2 geschlossen und die Feuchtigkeit wurde gemessen. In allen Teilen der abgeschlossenen Anlage wurde die Temperatur streng gleichmäßig gehalten ebenso diejenige des Gases, welches in das Elektrofilter eintraf. Zur Bequemlichkeit der Beobachtung des Hygrometers wurde das Innere des Gefäßes in dem das genannte Hygrometer sich befand, durch ein kleines Lämpchen beleuchtet. Der Hochspannungsstrom des Transformators wurde mittels eines registrierenden Milliampèremeters gemessen.

3. Ergebnisse der Beobachtungen.

In Fig. 2—7 sind die Ergebnisse der Beobachtungen angegeben. In Fig. 2 ist die Abhängigkeit der Stromstärke des Elektrofilters und die Geschwindigkeit des Gases angezeigt.

Bei der Geschwindigkeit von 30—145 Lit/min., wie aus Fig. 2 zu sehen ist, ist die Stromstärke beinahe unverändert geblieben. Weiter sind zwei Reihen Figuren gegeben. Die erste für trockene, die zweite für feuchte Luft. Fig. 3 zeigt die Abhängigkeit der Stromstärke von der Temperatur bei beständiger Spannung.

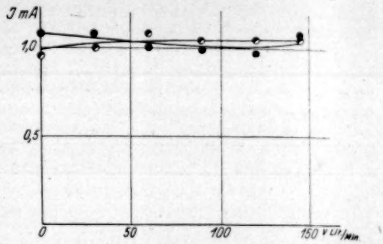

Fig. 2.

Je höher die Temperatur und die angewandte Spannung sind, desto steiler gehen die Kurven.

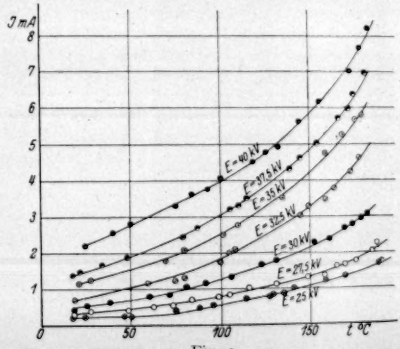

Fig. 3.

Zu bemerken ist der wesentliche Einfluß der Temperatur des Gases auf die Veränderung der Stromstärke. Noch besser ist es aus der

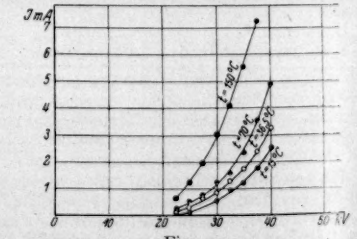

Fig. 4.

Stromspannungskurven Fig. 4 zu sehen. Aus diesen Kurven kann man die Funktion $J = f(t^0)$ durch geometrischen Aufbau erhalten. Die letzteren Kurven sind in Fig. 5 angegeben.

Die Kurven für die feuchte Luft sind in Fig. 6 gegeben. Auf der Abszissenachse sind

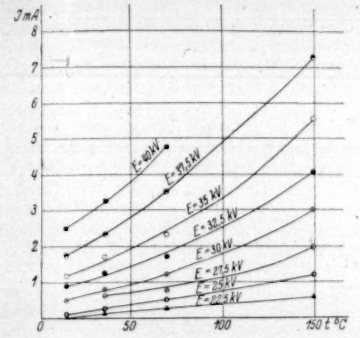

Fig. 5.

die Werte der absoluten Feuchtigkeit der Luft γ in g/m³ und auf der Ordinatenachse die

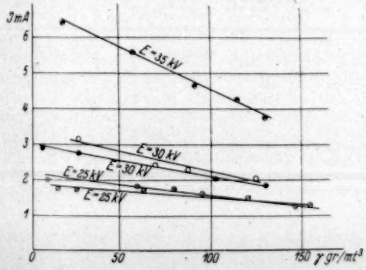

Fig. 6.

Stromstärke I in mA aufgetragen. Aus diesen Kurven ist zu ersehen, daß mit der Zunahme der

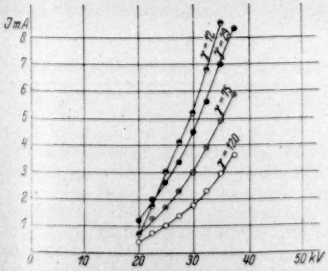

Fig. 7.

Feuchtigkeit bei allen Versuchspannungen die Stromstärke sich verringert. Dasselbe erweist sich auch aus des Stromspannungskurven Fig. 7.

Die Kurven in Fig. 8 sind durch die Stromspannungscharakteristik erhalten.

Das gleiche Ergebnis wurde von S. Frank für andere Elektroden (Spitze gegen Platte) in der Luft und in dem Wasserdampf erhalten. Aus Fig. 9 sieht man klar, daß die Kurven für

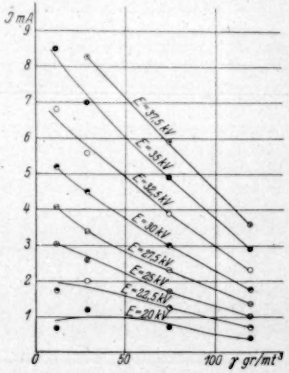

Fig. 8.

den Wasserdampf bei allen Spannungen niedriger liegen, als die Kurven für die Luft, d. h. der Strom im Wasserdampfe ist immer kleiner, als der Strom in der Luft für jeden beliebigen Wert der angewandten Spannung.

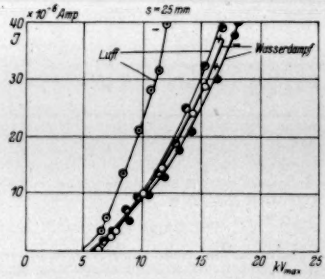

Fig. 9.

Zum Schluß bringe ich meine Dankbarkeit dem technischen Direktor der Gasreinigergesellschaft Herrn B. L. Schneerson für seine Unterstützung dieser Arbeit und desgleichen dem Herrn E. M. Balabanoff, der die Messungen ausgeführt hat, dar.

Moskau, Elektro-Physikalisches Laboratorium der Gasreinigergesellschaft. April 1932.

(Eingegangen 23. Juni 1932.)

Die elektrischen Momente einiger Fettsäureester.

Von C. T. Zahn[1]).

Messungen der elektrischen Polarisation einiger Fettsäuredämpfe[2]) haben es wahrscheinlich gemacht, daß das elektrische Moment der Fettsäure keine merkliche Temperaturvariation im gewöhnlichen Temperaturintervall erfährt. (Die beobachtete Temperaturvariation des Momentes unter 450° K ist sehr wahrscheinlich der Assoziation zuzuschreiben.) Nach Eucken und Meyers[3]) berechneten Momenten entspricht das wirklich beobachtete Moment dieser Verbindungen einer fast völlig verhinderten Drehung der *OH*-Gruppe. Diese Verhinderung wurde der gegenseitigen Beeinflussung der *C=O*- und der *O—H*-Bindung zugeschrieben.

Für die Fettsäureester finden sich in der Literatur verschiedene Momentwerte, die aus Beobachtungen in Lösungen berechnet worden sind. Diese Werte schwanken zwischen 1,6 und 1,9 und weisen also darauf hin, daß auch die an dem *O*-Atome gebundene Alkylgruppe nicht völlig frei drehbar ist. Die Verhinderung der Drehung um die *C—O*-Achse ist in diesem Falle der gegenseitigen Beeinflussung der *C=O*- und der *O—R*-Gruppe zugeschrieben worden. Die Tabellen I und II zeigen Momente, die nach der Eucken- und Meyerschen Methode berechnet worden sind[4]), abgesehen, wie üblich, von Induktionserscheinungen. Die beobachteten Momente der einzelnen Fettsäuren, ebenso wie die der Fettsäureester, sollten sich untereinander nur durch Induktionserscheinungen unterscheiden.

Es frägt sich nun, ob eine Temperaturabhängigkeit des elektrischen Moments im letzteren Falle besteht. Wenn die betreffende

Tabelle I.

Berechnete Momente für Fettsäure.

	Sauerstoffwinkel	
	110°	90°
Fest, Max.	3,9	3,9
Fest, Min.	1,6	1,2
Frei drehbar	3,0	2,8

$\mu_{beob.} = 1{,}5$ bis $1{,}7$

Tabelle II

Berechnete Momente für Fettsäureester

	Sauerstoffwinkel	
	110°	90°
Fest, Max.	3,4	3,4
Fest, Min.	1,5	1,3
Frei drehbar	2,6	2,6

$\mu_{beob.} = 1{,}6$ bis $1{,}9$

Tabelle III

T °K	Max. p cm Hg	P cm³	$\mu \cdot 10^{18}$ e. s. E.
Äthylformiat A = 19,6		$H-C(=O)-O-C_2H_5$	
292,4	15	98,8	1,94
311,9	11	93,1	1,93
323,7	29	89,4	1,91
336,2	28	86,8	1,91
352,9	29	83,6	1,91
379,0	38	80,0	1,93
381,7	29	79,7	1,93
390,2	29	78,1	1,92
434,5	39	73,2	1,94
			1,92
Äthylazetat A = 24,5		$H_3C-C(=O)-O-C_2H_5$	
302,2	11	88,0	1,76₄
326,6	27	83,2	1,76₄
349,3	39	79,5	1,76₄
379,5	39	75,0	1,76₄
466,6	58	65,6	1,76₅
			1,76
Amylformiat A = 35,0		$H-C(=O)-O-C_5H_{11}$	
375,8	13	94,6	1,91
418,5	17	87,7	1,89
467,6	15	82,6	1,90
516,4	15	78,6	1,91
			1,90
Amylazetat A = 39,8		$H_3C-C(=O)-O-C_5H_{11}$	
376,0	12	87,0	1,70
418,0	17	82,4	1,70
467,3	15	78,1	1,70
516,8	20	73,2	1,67
			1,70
Methylazetat A = 19,4		$H_3C-C(=O)-O-CH_3$	
327,3	21	73,1	1,69
375,6	21	65,8	1,68
467,9	21	55,9	1,66
516,4	24	52,3	1,66
			1,67

1) International Research Fellow, z. Z. am Physik. Inst. der Universität Leipzig.

2) C. T. Zahn, Phys. Rev. **37**, 1516, 1931.

3) A. Eucken u. L. Meyer, Phys. Zeitschr. **30**, 397, 1929; L. Meyer, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **8**, 27, 1930.

4) Vgl. C. T. Zahn, Phys. Zeitschr. **33**, 525, 1932.

gegenseitige Beeinflussung sehr stark wäre wie z. B. bei den Fettsäuren, dann würde das Moment der Fettsäureester keine merkliche Temperaturvariation zeigen dürfen. Diese Beeinflussung könnte aber viel kleiner sein als bei den Fettsäuren, z. B. wie im Falle des Dichloräthans, und dann würde man eine merkliche Temperaturabhängigkeit erwarten.

Soweit dem Autor bekannt, existieren bis jetzt in der Literatur keine Momentmessungen für die Fettsäureester über ein großes Temperaturintervall. Deswegen wurden Messungen an einigen dieser Ester im Dampfzustand ausgeführt. Die in Tabelle III wiedergegebenen Resultate dieser Messungen zeigen keine Temperaturvariation des elektrischen Moments außerhalb der Fehlergrenzen. Also ist das Verhalten der Ester dem der Säuren ähnlich; d. h., die freie Drehung um die *C—O*-Achse ist durch eine so starke Interaktion verhindert, daß das elektrische Moment keine merkliche Temperaturabhängigkeit zeigt.

Es gibt aber einen gewissen Unterschied zwischen dem Verhalten der Säuren und dem der entsprechenden Ester: beim Übergang von Ameisensäure zu Essigsäure nimmt das Moment von $1{,}5_1$ bis $1{,}7_3$ zu, während es beim Übergang von Äthylformiat zu Äthylazetat von $1{,}9_2$ bis $1{,}7_6$ abnimmt. Auch beim Übergang von Amylformiat zu Amylazetat nimmt das Moment von $1{,}9_0$ bis $1{,}7_0$ ab.

(Eingegangen 24. August 1932.)

Abhängigkeit des gemessenen Dipolmomentes vom Lösungsmittel.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Horst Müller.

Einleitung.

Eine der gebräuchlichsten Methoden zur Bestimmung der Dipolmomente von Substanzen, die dampfförmig nicht gemessen werden können, ist bekanntlich die, diese Substanzen in einer dipollosen Flüssigkeit zu lösen. Es spielt dabei neben der Frage nach Assoziationsfreiheit auch die Frage eine Rolle, ob und inwieweit diese so aus verdünnten Lösungen bestimmten Dipolmomente von dem Lösungsmittel abhängen. Messungen an Jod[1]) und ebensolche an Brom[2]) zeigen z. B. ganz ausgesprochen eine solche Abhängigkeit, die wohl chemisch zu deuten ist.

1) H. Müller und H. Sack, Physik. Zeitschr. **31**, 821, 1930.
2) Eigene, nicht veröffentlichte Messungen.

Der Sinn der vorliegenden Arbeit ist nun, die Abhängigkeit auch für chemisch stabilere Moleküle systematisch zu untersuchen, insbesondere zu sehen, ob irgendeine Regelmäßigkeit vorhanden ist oder ob die Variationen der Polarisation nur zufälligen, vielleicht chemischen Einflüssen (Assoziationen, Molekülverbindungen) zuzuschreiben sind[1]).

Es existieren schon einige Messungen[2]), die zeigen sollen, daß die aus verdünnten Lösungen bestimmten Momente im wesentlichen nicht mit dem Lösungsmittel variieren. Doch gestatteten die damals verwendeten Apparaturen keine so hohen Meßgenauigkeiten, daß man die gewöhnlich geringen vorhandenen Unterschiede hätte feststellen können. Man durfte nur schließen, daß im allgemeinen die so bestimmten Momente zur chemischen Strukturuntersuchung ausreichend genau sind. Sehr exakte Messungen von Bretscher[3]), jedoch zu anderen Zwecken durchgeführt, zeigen auch deutlich eine Abhängigkeit.

Zur Durchführung der Untersuchung ist der Bau einer Apparatur von sehr hoher Meßgenauigkeit notwendig. Eine solche gestattet dann aber gleichzeitig auch Lösungen bis zu sehr hohen Verdünnungen ($^1/_{10}$ Mol. pro Mille) zu messen und aus der Konzentrationsabhängigkeit der Polarisation auf die Assoziationsverhältnisse bei diesen geringen Konzentrationen zu schließen.

Die Apparatur.

Verwendung fand die Schwebungsmethode nach Preuner und Pungs[4]). Der gesamte Aufbau der Apparatur, insbesondere in bezug auf die Schaltung, ist der in der früheren Arbeit beschriebene[5]). Es ist nur der Einbau aller Teile in einen Blechkasten zur Erzielung einer verbesserten Abschirmung erfolgt. Die damals benutzten Meßkondensatoren sind noch dieselben. Der Flüssigkeitskondensator ist neu konstruiert worden. Er enthält ein ringförmiges Plattensystem, das mit Quarz isoliert ist. Die Luftkapazität beträgt etwa 100 cm. Die geometrische Anordnung wurde so getroffen, daß man eine lineare Abhängigkeit zwischen Kapazität und

1) So findet man z. B. für Dichloräthan in Benzol einen von den in anderen Lösungsmitteln erhaltenen Polarisationen sehr stark abweichenden Wert, der sicher nur durch eine allein für diese Substanz und gerade in diesem Lösungsmittel gültige Annahme erklärbar wird: Lothar Meyer, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **8**, 52, 1930.
2) Z. B.: I. W. Williams, Physik. Zeitschr. **29**, 174, 1928; A. Weißberger und R. Sängewald, Physik. Zeitschr. **30**, 792, 1929.
3) E. Bretscher, Physik. Zeitschr. **32**, 765, 1931.
4) L. Pungs und G. Preuner, Physik. Zeitschr. **20**, 543, 1919.
5) H. Müller und H. Sack, loc. cit.

DK. erhalten sollte. Daß dies wirklich der Fall ist, wurde durch Messungen mit einem Hilfskondensator weitgehend bestätigt. Das ganze Kondensatorsystem ist in ein Metallgefäß eingebaut, das für guten Wärmeausgleich sorgt. Temperaturen werden durch eingebaute Thermoelemente geprüft. Der Kondensator ist ferner so eingerichtet, daß Ungenauigkeiten durch schwankende Füllhöhen nicht möglich sind. Die Leerung erfolgt pneumatisch. Um chemische Einflüsse weitgehend auszuschalten, wurde inseitig alles vergoldet. Eine genauere Beschreibung wird in der später erscheinenden ausführlichen Mitteilung gegeben werden.

Ergebnisse.

Untersucht wurde zunächst Chlorbenzol. Die Wahl gerade dieser Substanz erfolgte aus drei Gründen: Erstens ist sie leicht chemisch rein darzustellen. Zweitens sind keine sterischen Verlagerungen, etwa Änderungen von Spreizungswinkeln oder Komplikationen durch freie Drehbarkeiten, zu erwarten. Drittens ist sie schon sehr oft gemessen worden, und die für das Moment gefundenen Werte streuen von $1{,}52 \cdot 10^{-18}$ bis $1{,}64 \cdot 10^{-18}$ e. s. E.[1])

Um den Einfluß der chemischen Reinheit zu untersuchen, wurden etwa gleichgroße Konzentrationen von verschieden vorbehandeltem Chlorbenzol und aus Chlorbenzol von Kahlbaum (zur Bestimmung von Brechungsexponenten) und aus einem aus thiophenfreiem Benzol durch Chlorieren hergestellten Chlorbenzol in Hexan gemessen[2]). Es ergaben sich keine Unterschiede innerhalb der Meßgenauigkeit.

Um weiter zu sehen, wie sicher man aus den gemessenen Werten auf die Konzentration null extrapolieren darf, wurden eine Reihe von Konzentrationen in Hexan gemessen. Es ergab sich dabei, daß von einer bestimmten Konzentration an, die bei Chlorbenzol besonders hoch zu liegen scheint, der Wert der Polarisation unabhängig von der Konzentration wird. Die Extrapolation auf unendliche Verdünnung ist also sicher durchführbar. Eine einfache Mittelung über die Werte aus den Konzentrationen bis zu etwa $^1/_{10}$ Mol.-Proz. ergab fast dasselbe wie die Ausgleichung der Ergebnisse nach der Methode der kleinsten Quadrate.

Die nun für die verschiedenen Lösungsmittel gefundenen Werte der auf unendliche Verdünnung extrapolierten Gesamtpolarisation zeigt die nachstehende Tabelle.

	Hexan	Cyclohexan	Dekalin	Tetrachlorkohlenstoff	Benzol	Tetrachloräthylen	Schwefelkohlenstoff
P_2 ($\pm$ 1 cm^3) ...	86,5	83	84	82	(82)	79,5	76

Die Molekularrefraktion wurde in den sämtlichen Lösungsmitteln zu $R_2 = 31$ cm^3 $\pm \frac{1}{2}$ cm^3 gefunden, während sich aus den Daten der reinen Substanz $R_2 = 31{,}2$ cm^3 errechnet. Der Wert für Benzol ist eingeklammert, er ist mit Vorbehalt wiedergegeben, da dieses Lösungsmittel, wahrscheinlich infolge seiner starken Hygroskopie, besondere Schwierigkeiten bereitet.

Da die Fehlergrenze bei Berücksichtigung aller Fehlerquellen etwa $\pm$ 1 cm^3 beträgt, zeigt die Tabelle, daß eine Abhängigkeit der Polarisation sicher vorhanden ist und daß sie sogar eine gewisse Regelmäßigkeit aufzuweisen scheint. Dabei muß diese Änderung, wie zu erwarten war, dem Orientierungsanteil zugeschrieben werden. Für chemische Diskussionen werden die geringen Abweichungen im allgemeinen kein Interesse haben, doch lassen sich daraus vielleicht interessante Einblicke in die Theorie der Lösungen gewinnen.

Ähnliche Ergebnisse liegen von einer ganzen Reihe anderer Substanzen schon vor. Die gesamten Resultate sollen später in einer Dissertation mitgeteilt werden.

Zum Schlusse möchte ich Herrn Prof. Debye für sein dauerndes förderndes Interesse an der Arbeit sowie Herrn Dr. Sack für viele wertvolle Ratschläge bestens danken.

1) Eine Zusammenstellung aller gemessenen Werte findet sich S. 434 der Arbeit: L. Tiganik, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **13**, 425, 1931.

2) Herrn Dr. Weißberger sei auch an dieser Stelle für die freundliche Herstellung dieses Präparates sowie für die vielen ‚chemischen' Ratschläge herzlichst gedankt.

Leipzig, Physikalisches Institut, September 1932.

(Eingegangen 5. September 1932.)

Ein einfacher Resonanzempfänger für kurze Schallwellen.

Von H. Kröncke, Berlin.

Gelegentlich der Untersuchung von mechanischen Schwingungen von Glasröhren, die durch Schallwellen angeregt werden und über die an anderer Stelle berichtet ist[1]), zeigte es sich, daß Glasröhrchen unter bestimmten Voraussetzungen durch Schallwellen zu außerordentlich starken glockenartigen Schwingungen angeregt werden können, d. h. zu Schwingungen, bei deren Grundfrequenz vier Knotenlinien parallel der Achse der Röhre verlaufen. Eine zweckmäßige Form einer solchen als Schallempfänger brauchbaren Röhre zeigt Fig. 1: Ein Röhrchen von möglichst gleichmäßigem ringförmigen Querschnitt und geringer Wandstärke ist an seinen beiden Enden spitz ausgezogen und zugeschmolzen. Im Innern der Röhre befindet sich eine geringe Menge trockener Sand. Mit der einen Spitze kann das Röhrchen in einen geeigneten Halter

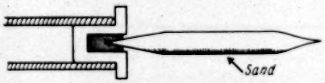

Fig. 1.

eingekittet werden. Treffen auf die Röhre Schallwellen von genügender Energie und der gleichen Frequenz wie die Grundschwingung der „Glokkenschwingungen", so wird das Glas zu so lebhaften Schwingungen erregt, daß der Sand in der Röhre umhergewirbelt wird ähnlich der ungeordneten Wärmebewegung von Gasmolekülen. Der Vorgang läßt sich mit einfachen Mitteln projizieren und damit auch einem großen Kreise sichtbar machen.

Die Stärke der Schwingungserregung mag man daran erkennen, daß bisher in drei Fällen ein Röhrchen bei einem der unten erwähnten Versuche zersprang. Dies ist zweifellos auf die sehr geringe Dämpfung der Schwingungen zurückzuführen. Infolgedessen ist scharfe Einstellung auf Resonanz notwendig, d. h. die Röhrchen sind nur verwendbar, wenn die Frequenz der Schallquelle in feinen Grenzen reguliert werden kann. Bisher haben Röhrchen für Frequenzen zwischen etwa 4000 und 32000 Hertz Verwendung gefunden, sie scheinen sich jedoch in erster Linie für die Frequenzen zwischen etwa 10000 und 30000 Hertz zu eignen. Ein sehr gutschwingendes Röhrchen mit der Grundfrequenz 20600 hat beispielsweise folgende Dimensionen (in runden Zahlen): Durchmesser 5 mm, Wandstärke 0,2 mm, Länge des zylindrischen Teils (die aber für die Frequenz nicht bestimmend ist) 30 mm.

Derartige Resonanzröhrchen lassen sich beispielsweise zu folgenden Versuchen mit Schallwellen verwenden:

Interferenz des Schalls. Das Röhrchen wird an den Ausgang einer ausziehbaren Interferenzröhre gebracht, der nötigenfalls durch ein Stück Schlauch so verlängert wird, daß man das Röhrchen ohne Schwierigkeit projizieren kann. Zum Anblasen der Interferenzröhre dient eine Galton-Pfeife, die mittels Mikrometerschraube regulierbar ist und die durch eine rotierende Ölluftpumpe nach Gaede oder eine Druckluftbombe angeblasen wird.

Fortpflanzung des Schalls und Reflexion am ebenen und Hohlspiegel. Die Schallquelle wird im Brennpunkt des einen, das Resonanzröhrchen

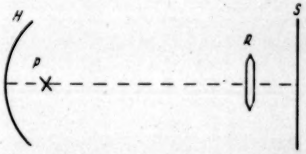

Fig. 2. H = Hohlspiegel; P = Pfeife; R = Resonanzröhrchen; S = Schirm.

im Brennpunkt des anderen Hohlspiegels angebracht, nachdem die ganze Anordnung optisch justiert wurde.

Beugung und Brechung von Schallwellen. Wird der als Sender dienende Hohlspiegel mit Schallquelle auf einen Drehtisch gesetzt, so kann man mit einem Gitter oder einem von Kohlensäure durchströmten Prisma aus Seidenstoff mehrere Ordnungen der abgebeugten Schallwellen bzw. die Brechung der Schallwellen in der Kohlensäure nachweisen. Bei dem Versuch über die Beugung von Schallwellen ist der Empfangshohlspiegel nicht unbedingt notwendig, da das Röhrchen so empfindlich ist, daß es auch im parallelen Schallwellenbündel deutlich anspricht.

Stehende Schallwellen im freien Raum. Nach Fig. 2 wird ein paralleles Schallwellenbündel hergestellt, in das das Röhrchen 1–2 m vom Sender entfernt gebracht wird. Bewegt man einen ebenen Schirm S in Richtung der Schallstrahlen, so erhält man völlige Ruhe oder Resonanz, je nachdem das Röhrchen in einer Knotenfläche der Schwingungen liegt oder nicht. Man kann leicht bis zu hundert und mehr derartige Knotenflächen nachweisen und ausmessen, so daß damit ein einfaches Mittel zur sehr genauen Bestimmung der Wellenlänge der verwendeten Schallwellen gegeben ist.

[1]) Zeitschr. f. techn. Phys. 1932, S. 196.

Durch die Bestimmung der Wellenlänge mittels stehender Wellen ergab sich, daß die Abhängigkeit der Eigenfrequenz der Röhrchen von der Temperatur sehr gering ist. Innerhalb der

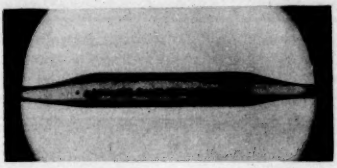

Fig. 3. Resonanzröhre mit Sand, in Ruhe.

üblichen Schwankungen der Zimmertemperatur ändert sich die Eigenfrequenz um weniger als 0,1 Proz.

Es ist noch zu bemerken, daß die Röhrchen nicht nur auf die eingangs erwähnte Grundschwingung ansprechen, sondern auch auf verschiedene Oberschwingungen, bei denen sich z. T. auch Knotenlinien senkrecht zur Achse der Röhre ausbilden. Dies tritt aber hauptsächlich bei äußerst dünnwandigen Röhren ein, die schon

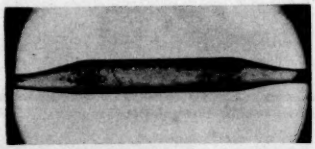

Fig. 4. Die gleiche Röhre, mit 17890 Hertz schwingend. Belichtungszeit $^1/_{200}$ Sekunde.

wegen ihrer Zerbrechlichkeit nicht sehr zu empfehlen sind, auch sind derartige Oberschwingungen an der Bewegung des Sandes von der Grundschwingung deutlich zu unterscheiden[1]).

Zusammenfassung.

Es wird ein einfacher Resonanzempfänger für kurze Schallwellen beschrieben, der aus einem Glasröhrchen mit Sand besteht und der für eine Reihe von Vorlesungsversuchen und zur Messung stehender Schallwellen im freien Raum geeignet ist.

1) Resonanzröhrchen der beschriebenen Art können von E. Leybolds Nachf. AG., Köln und Berlin, bezogen werden.

(Eingegangen 1. August 1932.)

Zwei hydrodynamische Demonstrationsversuche zur elementaren Kreiseltheorie.

Von Johannes Jaumann.

In den elementaren Darstellungen der Kreiseltheorie, d. h. jenen, die auf den Begriff des Trägheitstensors verzichten, wird die Beziehung zwischen der Richtungsänderung der Kreiselachse (Präzession der Impulsachse) und dem einwirkenden Drehmoment auf Corioliskräfte zurückgeführt, welche an gewissen Stellen des Kreiselkörpers auftreten, sobald die Kreiselachse ihre Richtung ändert. Zweck der nachstehenden Demonstrationsversuche ist es, diese Corioliskräfte an einem in einfacher Translationsbewegung befindlichen Körper – einer Wassersäule – anschaulich zu zeigen.

An Hand von Fig. 1 seien die Punkte der elementaren Kreiseltheorie hervorgehoben, an welche die obigen Versuche anknüpfen. Fig. 1 stellt als Repräsentant des Kreisels eine rotierende Kreisscheibe dar, deren Ebene (und somit

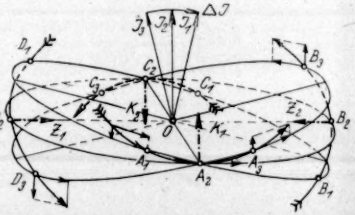

Fig. 1. Die Bahnen von materiellen Punkten eines präzedierenden Kreisels.

auch deren Achse J) sich um die Achse A_2C_2 gleichmäßig dreht (präzediert), wobei sie nacheinander die mit den Kennziffern 1, 2, 3 bezeichneten Lagen annimmt. Es seien vier Massenelemente A, B, C, D herausgegriffen, welche am Umfang der Scheibe umlaufen. Die Elemente A, C, welche die Achse A_2C_2 eben passieren, beschreiben bei dem erwähnten Bewegungsvorgang Kreisbögen $A_1A_2A_3$ und $C_1C_2C_3$, deren Ebenen nicht in der Kreiselebene liegen. Die Zentripetalkräfte K_1, K_2, welche zum Durchlaufen dieser Bahnen erforderlich sind, besitzen somit ein Drehmoment, dessen Drehungsachse, wie aus der Figur ersichtlich ist, mit der Bewegungsrichtung der Kreiselachse (Präzession) ΔJ zusammenfällt. Die Massenelemente B und D beschreiben jedoch etwa Schraubenlinien, wobei die Zentripetalkräfte Z_1, Z_2 stets durch das Kreiselzentrum o laufen, also kein Drehmoment besitzen. Aus Symmetriegründen fällt dann die Achse des resultierenden Drehmoments

der Zentripetalkräfte mit der Richtung der Achsenbewegung ΔJ zusammen.

Gewöhnlich wird nicht die Bahn der Massenelemente betrachtet, sondern ihre Geschwindigkeit. Betrachtet man nur die Umfangsgeschwindigkeiten der Elemente A und C, so erfährt diese durch die Drehung der Kreiselebene um die Achse A_2C_2 (durch die Präzession) eine Richtungsänderung, welcher eine Beschleunigung in Richtung K_1 bzw. K_2 entspricht. Hierzu kommt aber durch die Präzession noch eine zum Kreiselumfang senkrechte Geschwindigkeitskomponente, welche beim Durchgang durch A_2 bzw. C_2 das Vorzeichen wechselt (siehe Fig. 1) und dadurch eine, wie man leicht zeigen kann, ebenso große Beschleunigung in Richtung K darstellt wie die Richtungsänderung. Beide Beschleunigungen zusammen sind die Coriolisbeschleunigungen für ein Koordinatensystem, das sich mit der Kreiselebene um die Achse A_2C_2 dreht.

Da diese Corioliskräfte entscheidend für das gegensätzliche Verhalten von rotierendem und ruhendem Kreisel sind, so sollte zu ihrem Nachweis die Bewegung der Massenpunkte A, C isoliert, an einem in Translationsbewegung befindlichen Körper, dessen Bewegungsrichtung gedreht wird, nachgeahmt werden. Damit trotz der fortschreitenden Bewegung die geometrische Anordnung der Massenverteilung wie beim Kreisel ruht, wurde als Versuchskörper eine stationär strömende Wassersäule verwendet.

Ein leichter Rohrbügel B aus Glas oder Aluminium (ca. 1 cm lichte Weite) hängt mit den Wasserzufuhr- und -abfuhrschläuchen an einem Stab, der mit dem Handgriff G um die vertikale Achse VV gedreht werden kann. Der Bügel B kann um die Aufhängepunkte AA der Schläuche pendeln (siehe Fig. 2).

Solange das Wasser ruht, bleibt der Bügel bei Drehung des Griffes G in vertikaler Lage[1]). Sobald aber das Wasser in dem Bügel strömt, schlägt der Bügel bei Drehung des Handgriffes je nach dem Drehsinn kräftig in der einen oder anderen Richtung aus. Dieser Ausschlag ist auf die Corioliskraft zurückzuführen, welche das im horizontalen Ast des Bügels strömende Wasser, bei Drehung der Bügelebene, also der Strömungsrichtung, erfährt, wenn man sich auf ein in dem Aufhängegestell festes Koordinatensystem bezieht. Anders ausgedrückt, rührt der Ausschlag von den Zentrifugalkräften her, welche mit den im absoluten Koordinatensystem während der Richtungsänderung krummlinigen Bahnen sämtlicher Wasserteilchen des horizontalen Astes verbunden sind.

Umgekehrt, wenn man den Bügel aus der vertikalen Lage ablenkt und frei zurückpendeln läßt oder auch bei losem Anfassen des horizontalen Astes in der Mitte eine Pendelbewegung erzwingt, tritt eine starke Drehung des gesamten Systems um die vertikale Achse, je nach der Bewegungsrichtung des Pendels, in dem einen oder anderen Drehsinn auf. Dies rührt von den analogen, einander entgegengesetzten Corioliskräften in den vertikalen Ästen des

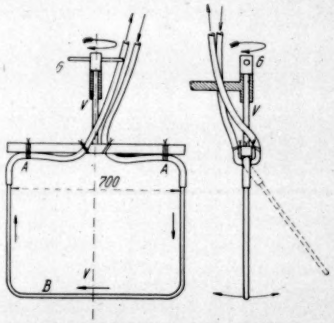

Fig. 2. Wasserdurchströmter Bügel zur Demonstration von Corioliskräften.

Bügels her, welche durch die beim Pendeln geänderte Strömungsrichtung in denselben entstehen. Diese beiden Kräfte besitzen ein Drehmoment um die vertikale Achse VV.

Lenkt man den Bügel ab und läßt ihn los, so bewirkt die beginnende Pendelbewegung eine Drehung des Systems um die vertikale Achse VV, diese aber wirkt wiederum der Pendelbewegung entgegen, so daß das System erst nach mehreren Schwingungen um eine abgelenkte Pendelstellung allmählich in die vertikale Ruhelage kommt: das ganze System, Bügel und Wasserschläuche, stellt eben einen in Zirkulation (nicht Rotation) befindlichen Wasserring dar, der, wie ein Kreisel, seine Ebene zu erhalten strebt bzw. unter der Wirkung der um die horizontale Achse drehenden Schwerkraft nicht in Form einer einfachen Pendelbewegung nachgibt, sondern eine Präzessionsbewegung um die vertikale Achse ausführt.

Deutlicher wird dieses Verhalten einer ringförmigen Wasserströmung an dem zweiten Versuchsmodell (Fig. 3), welches einen Wasserkreisel darstellt. Es sind 30 m Wasserschlauch (ca. 13 mm lichte Weite) auf eine rund 45 cm

[1]) Die Zentrifugalkraft kann erst von einer bestimmten Drehungsgeschwindigkeit an einen Ausschlag an einem Kegelpendel hervorrufen, auch wenn dieses etwas exzentrisch hängt. Dieser Fall liegt hier nicht vor, wie man am besten bei ruhender Wassersäule sehen kann.

große Blechtrommel stramm aufgewickelt, die mit einer Spitze in der Pfanne eines Statives allseitig drehbar gelagert ist. Die Lage des Schwerpunktes zum Drehpunkt kann durch Verstellen der Spitze, und feiner durch ein Laufgewicht reguliert werden. Die Zuführung und Abführung des Wassers erfolgt durch biegsame dünne Gasschläuche ganz in der Nähe des Aufhängepunktes, um die Beweglichkeit möglichst wenig zu beeinträchtigen. Die Zuführung muß gegen

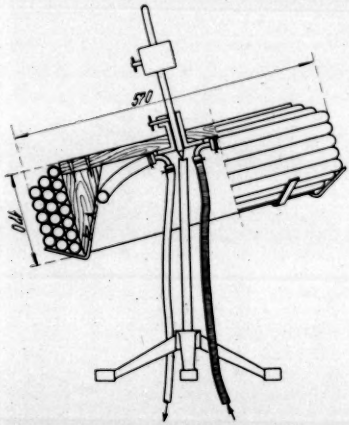

Fig. 3. Wasserkreisel.

den Wasserdruck durch eine übergeschobene feine, enge Drahtspirale geschützt werden.

Es werde vorausgesetzt, daß der Schlauch bereits mit Wasser gefüllt sei. Dann kann man zunächst beim Öffnen des Wasserhahnes eine starke und anhaltende Drehung des Kreisels um seine Achse in dem der Wasserströmung entgegengesetzten Sinn beobachten. Beim Schließen des Hahnes erfolgt die umgekehrte Drehung, wenn der Kreisel ruhte. Dies rührt natürlich von der Erhaltung des Drehimpulses her, da das Wasser ohne einen solchen zuströmt und abströmt, in der Schlauchtrommel aber einen Drehimpuls besitzt.

Wenn das Wasser in dem Kreisel kräftig strömt, während er selbst zur Ruhe gebracht wurde, kann man beim Bewegen der Kreiselachse mit der Hand sehr deutlich das Drehmoment in der dazu senkrechten Richtung spüren bzw. beim Ziehen mit einem Bindfaden das Ausweichen der Achse in der dazu senkrechten Richtung zeigen. Da der Kreisel nicht rotiert, kann man alle diese Kräfte direkt, d. h. ohne Lagerring, ausüben. — Erteilt man der Kreiselachse einen Stoß, so zeigt sie deutlich, je nach der Lage des Schwerpunktes, eine reguläre oder pseudoreguläre Präzession, was an einem ruhenden Kreiselkörper recht merkwürdig aussieht. Allerdings hören alle diese Bewegungen nach kurzer Zeit auf, weil einerseits die Zuführungen stören, anderseits der Drehimpuls der Wassermasse gegenüber jenem der üblichen metallenen Kreiselmodelle sehr klein ist. Aus diesem Grunde sind auch die Dimensionen des Kreisels so groß gewählt worden.

Es empfiehlt sich, bei beiden Versuchen den vollen Druck der Wasserleitung anzuwenden. Es können dann bei dem üblichen Druck von 4–5 Atm. leicht Geschwindigkeiten von rund 4 m pro Sek. erreicht werden, was bei dem leichten Bügelmodell bereits sehr starke Effekte gibt.

Breslau, im August 1932, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 24. August 1932.)

Tagesereignisse.

Die ACHEMA VII, die „Wiederaufbau-ACHEMA“, — Ausstellung für chemisches Apparatewesen — die in Köln vom 2.—11. Juni 1933 geplant ist, hat soeben ihre Einladung zur Beteiligung in Gestalt eines geschmackvollen Prospektes erscheinen lassen. Er steht Interessenten kostenlos bei der Achema-Geschäftsstelle der DECHEMA, Seelze bei Hannover, zur Verfügung.

Am 17. Oktober 1932 findet in der Technischen Hochschule Berlin-Charlottenburg, Berliner Str. 170 bis 172, die Korrosionstagung 1932 statt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Göttingen Dr. Rudolf Hilsch für Physik.

Ernannt: Der a. o. Professor für Mathematik an der Universität Würzburg Dr. Otto Volk zum ord. Professor an der gleichen Hochschule, der ord. Professor für anorganische Chemie und Technologie einschl. Elektrochemie an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Hans v. Wartenberg zum ord. Professor für anorganische und Kolloidchemie an der Universität Göttingen, der a. o. Professor für Physikalische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Hermann Mark zum ord. Professor für Physikalische Chemie an der Universität Wien, der Privatdozent an der Universität Tübingen Dr. Christian Gerthsen zum ord. Professor für Experimentalphysik an der Universität Gießen, der a. o. Professor der Chemie an der Universität Heidelberg, Dr. Walter Hieber zum ord. Professor für anorganische Chemie und Leiter der analytischen Abteilung an der Technischen Hochschule Stuttgart, der Privatdozent an der Universität Hamburg Dr. Albrecht Unsöld zum ord. Professor der theoretischen Physik und Astrophysik an der Universität Kiel.

Gestorben: Der Professor der organischen Chemie am California Institute of Technology Herman C. Ramsperger in Pasadena, der Physiker der J. G. Farbenindustrie A.-G. Ludwigshafen Dr. Raimund Wierl.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig.